الدكتور
مكي الحسني
استاذ في كلية العلوم بجامعة دمشق

حسن يوسف الطوبي

المدخل إلى الفيزياء النوويّة

١٤٠٢ — ١٤٠٣ هـ
١٩٨٢ — ١٩٨٣ م

مطبعة ابن حيان
دمشق

بسم الله الرحمن الرحيم

تصدير

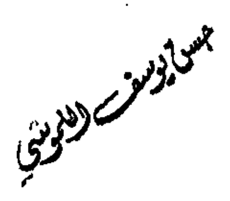
هـذا الكتاب هـو حصيلة المحاضرات التي ألقيتهـا على طلاب السنة الرابعة في كليـة العـلوم بجامعة دمشق في العامين الدراسيين ١٩٨٠/٨١ و ١٩٨١/٨٢ .

وهـو ، كما يدل اسمه ، كتاب أولي أعـد لطـلاب لـم يسبق لهـم أن درسوا الفيزيـاء النووية . ولهـذا كان من الطبيعي الاكتفاء بعرض أبرز الوقائع المشاهـدة تجريبيا ومحاولة تفسيرها بأبسط الطرق واقصرها دون التعرض لطرائق الميكانيـك الكوانتي كما تفعل كتب الفيزياء النووية النظرية .

وبطبيعة الحال كان لابـد من تغطية المنهـاج المقرر رسميا . إلا أني اضفت إلى ذلك فصلا قصيرا عن وحدات الإشعاع وآثاره البيولوجية ، لأهمية الموضوع . وأوردت في نهاية الكتاب قائمـة بأهم المصطلحات العلمية الـواردة فيه منسوقـة على حروف المعجم مع ما يقابلها في الانكليزية ، وجعلت الخاتمة ثبت المراجع .

دمشق ، الجمعة في ١٦ ربيع الأول ١٤٠٣ هـ الموافق ٣١ كانون الأول ١٩٨٢ م

مكي الحسني





حسن يوسف الأمويتي

منهاج مقرر ((الفيزيـــاء النووية))

للسنة الرابعة : ر.ف + ف.ك – ٣ ساعات اسبوعيا

١ ــ الخصائص العامة للنـــواة (وطاقة الارتباط)* .

٢ ــ القــوى النـــوويــة .

٣ ــ (التفكك النووي والسلاسل المشعة) والنشـاط الاشعاعي .

٤ ــ التفاعلات النووية والنماذج النووية .

٥ ــ تفاعلات الانشطار النووي والاندماج ، وفكرة عن المفاعل النووي .

٦ ــ الكشف عن الاشعاعات النووية (واجهزة الكشف) .

٧ ــ الجسيمات الأوليـــة .

٨ ــ المسرّعـــات .

---

*) وضعت بين قوسين العبارات التي يمكن حذفها دون أن يتغير مضمون المنهــاج : فطاقة الارتباط خصيصة مهمة منخصائص النواة، والكشف لا يتم إلا بالأجهزة.

حاشية المؤلف

هـ

حسن يوسف الحويني

الفهــرس

الفصل الأول : نــواة الـذرة

الفصل الثاني : النشاط الإشعاعي .

الفصل الأول

نــواة الــذرة

حسن يوسف اللويني

١ ـ ١ ـ قياس كتل النّوى الذرية .

إن شحنة نواة الذرة هي من اهم مميزات الذرات والنُوى الذرية ، وتحدّد قيمة هذه الشحنة عدد الالكترونات في الذرة ، وتشكيلات هذه الالكترونات ، وقيمة الحقل الكهربائي داخل الذرة وطابعه ، هذا الحقل الذي تتوقف عليه الخصائص الفيزيائية والكيميائية للذرات .

اما الثابتة الثانية المهمة جدا في نواة الذرة فهي **الكتلة** . فمن المعروف ان كتلة الذرة برمتهـا تقريبا مركزة في نواتها إذ تؤلف كتلة الالكترون $\frac{١}{١٨٣٦}$ فقط من كتلة ذرة الهدروجين . وفي الذرات الأخرى يكون نصيب الالكترونات $\frac{١}{٤٠٠٠}$ تقريبا من كتلة الذرة . إلا ان المقدار الذي يمكن تعيينه مباشرة من المعطيات التجريبية ليس كتلة النواة بل كتلة الذرة بكاملها (بل ، بالأدق ، كتلة الايون اي كتلة الذرة مطروحا منها كتلة الالكترون) . وبما ان عدد الالكترونات (الموجودة في ذرة تحمل نواتها الشحنة Ze) معروف فإنه يمكن حساب كتلة النواة بطرح كتلة الالكترونات من كتلة الذرة[١] .

هناك علاقة مباشرة بين كتلة الذرة m مقدرة بالغرام m(g) والكتلة الذرية الغرامية M(g) [٢] وهي :

---

١) عند تشكل الذرة من نواة والكترونات تتحرر طاقة . إلا ان مقدار هذه الطاقة صغير ولهذا يغض النظر عنها عادة .

٢) الأوزان الذرية هي الأوزان النسبية للذرات (فهي اعداد عديمة الأبعاد ولا وجدة لها) اي منسوبة الى وزن إحدى الذرات باعتباره عيارا . اما كتلة الذرة الغرامية فتقدر بالغرامات وتساوي ، عدديا فقط ، الوزن الذري .

$$M(g) = N_A \cdot m(g) \qquad (1-1)$$

حيث M كتلة ذرة غرامية واحدة و N_A عدد افوغادرو .

وفي وسعنا التعبير عـن m :

آ) باستخدام **السلم المطلق** المرتبط بالغرام ، فنجد من (1-1) أن كتلة ذرة الكربون C^{12} مثلا تساوي :

$$m(C^{12}) = \frac{M(C^{12})}{N_A} = \frac{12}{6,022.10^{23}} = 1,993.10^{-23}\ g.$$

ونادرا ما يستعمل هذا السلم بسبب المضروب الأسي ، ولكون الدقة في قيمة m تتوقف على الدقة في قيمة N_A .

ب) باستخدام **السلم النسبي** للأوزان الذرية مستفيدين من حقيقــة التناسب بين الكتلة الذرية الغرامية وكتلة الذرة (انظر العلاقة (1-1)). فنختار وحدة قياس الكتلة ، المسماة **وحدة الكتل الذرية** (و ك ذ amu او اختصارا u) بحيث يعبر بهـا عن كتلة الذرة $m(u)$ **بنفس العدد المعبر عن الكتلة الذرية الغرامية (أي بنفس العدد المعبر عن الوزن الذري) أي بحيث يكون :**

$$m(u) = M(g) \quad \text{عدديا فقط !}$$

وقد اصطلح منذ عام ١٩٦١ على اعتبار الوزن الذري لنظير الكربون C^{12} أساسا لسلم الاوزان الذرية ومساويا بالضبط العدد ١٢ أي :

$$C^{12} = 12,000\,000 \ldots$$

بحيث تكون الكتلة الذرية الغرامية للنظير C^{12} مساوية :

$$M(C^{12}) = 12,000\,000\ g$$

وعلى هذا تكون كتلة ذرة النظير المذكور مساوية :

$$m(C^{12}) = 12{,}000\,000\ u$$

وتكون بالتالي و.ك.ذ (u) مساوية بالتعريف $\frac{١}{١٢}$ من كتلة ذرة النظير C^{12} أي :

$$1\ u \equiv \frac{1}{12}\ m(C^{12}) \qquad (1-2)$$

ولمعرفة قيمة u بالغرام نستفيد من (1 - 1) حيث :

$$m(C^{12})\ (g) = \frac{M(g)}{N_A} = \frac{12}{N_A} g$$

فنجد من هذه المعادلة ومن (2 - 1) :

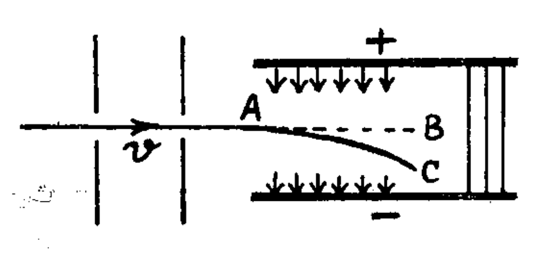
$$1\ u = \frac{1}{12}\ \frac{12}{N_A} g = \frac{1}{N_A} g \cong 1{,}66.10^{-24}\ g \qquad (1-2')$$

ويكون لدينا على العموم :

$$m(g) = m(u)\,.\ 1{,}66.10^{-24}\ g \qquad (1-3)$$

يجري تعيين كتل الذرات بدراسة حركة ايونات هذه الذرات في الحقلين الكهربائي والمغنطيسي . ولفهم مبـدأ « عملية الـوزن الكهرطيسية » للايونـات علينا أن ندرس حركتها في حقلين **منتظمين** كهربائي ومغنطيسي .

لنفترض ان حزمة الايونات تدخل حقلا كهربائيا منتظما بحيث تعامد خطوطه (الشكل ١ ــ ١) . فتتحرك الايونات بتأثير الحقل وفق المنحني AC بـدلا من الاستقامة AB . وتكون القوة التي تزيح الايونات وفـق خطوط الحقـل ثابتة في القيمة والجهة إذا كان الحقل منتظما وتساوي :



الشكل ١ ــ ١

$$f_e = e E$$

حيث E شدة الحقل الكهربائي و e شحنة الايون . ويتعين انزيـاح الايون $BC = D_e$ بتأثير هذه القوة من العلاقة :

$$D_e = \frac{at^2}{2} = \frac{e E l_1^2}{2 m v^2} = \frac{e E l_1^2}{4 E_k} \qquad (1-4)$$

حيث a تسـارع الايون باتجاه الحقل ، t زمن انتقال الايون وفق اتجاهـه الأصلي بالمقدار $AB = l_1$ ، v سرعة الايون الابتدائية ، E_k طاقته الحركية .

تبين العلاقة (4 - 1) أن انحراف الايون بتأثير الحقل الكهربائي لايتوقف على **كتلة** الايون بل على طاقته الحركية E_k فالايونات المختلفة في كتلتها تنحرف بنفس القـدر إذا تماثلت في طاقتها . وبالإمكان ، بعد تعيين انزيـاح الايون في الحقل الكهربائي ومـن معرفة قيمتي المقدارين E و l_1 ، تعيين طاقة الايون E_k .

ويخضع الايون المتحرك في حقـل مغنطيسـي منتظم عموديا على خطوطه الى قـوة لورنتس :

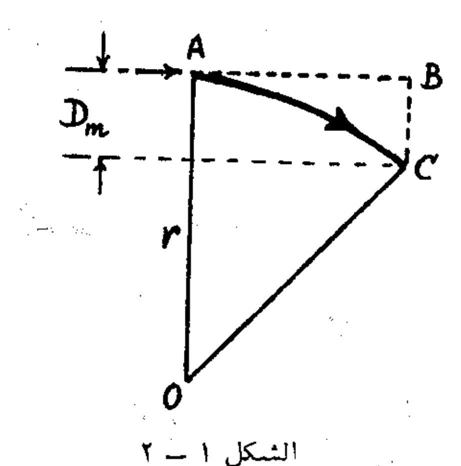
$$f_m = e v B$$

حيث B شدة التحريض المغنطيسـي ، ويرسم قوسا دائرية نصف قطرها :

$$r = \frac{m v}{e B} = \frac{p}{e B} \qquad (1-5)$$

حيث $p = m v$ اندفاعالايون. ينتج عن (5 - 1) اننصف قطر مسـار الايون يتوقف على اندفاعه .

فإذا كان انزياح الايون $D_m = BC$ صغيرا بمقارنته بنصف قطـر التقوس r (الشكل ١ ــ ٢) امكن حسابه من العلاقة :



الشكل ١ ــ ٢

$$D_m = \frac{l_2^2}{2r} = \frac{l_2^2\, e B}{2p} \quad (1-6)$$

حيث $l_2 = AB$.

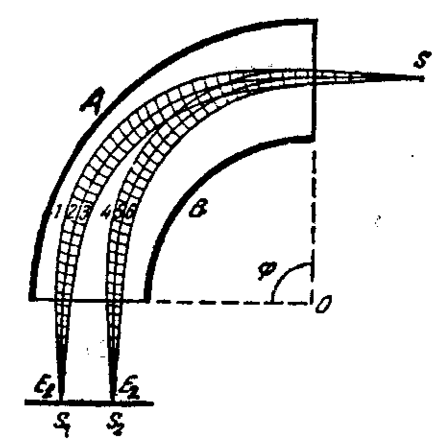
ينتج من العلاقتين (1 - 4) و (1 - 6) انه في حين يتعين انحراف الايون في الحقـل الكهربائي من مقدار طاقته الحركية ، يتعين انحرافــه في الحقــل المغنطيسي من مقــدار اندفاعــه١) . ولهــذا يمكن بعــد قياس المقــدارين D_e و D_m ومــن معرفة قيــم E ، B ، l_1 ، l_2 حساب كل من كتلة الايون وسرعته . وبما ان الكتلة تتعين مــن قياس مقدار انزياح حزم الايونات فإن دقة القياس سوف تتوقف على درجة ضيق هذه الحزم ووضوح حدودها . وتكون هذه الحزم عادة غير واضحة الحدود بسبب تباعدها الزاوي وكذلك بسبب عــدم تماثل ســرع الايونات (في الحقلين الكهربائي والمغنطيسي يختلف انزياح الايونات المتماثلة الكتل والمختلفة الســرع) . ولهــذا يلجأ لتعيين كتــل الايونات تعيينا دقيقا الى جمع الحقلين الكهربــائي والمغنطيسي بحيث يتحقق ما يسمى « التبئير المضاعف » .

ويقصد **بالتبئير المضاعف** تحقيق الشروط اللازمة : اولاً لحدوث التبئير العادي (تبئير زاوي) اي أن تتجمع في مكان واحد الايونات الصادرة من المنبع بزوايا مختلفــة والتي لها جميعا نفس الكتلة والسرعة ، وثانيا لحدوث التبئير السرعي اي أن تتجمع في موضع بعينه الايونات المتماثلة الكتلة والمختلفة السرعة .

---

١) ان هذه النتيجة المستخرجــة من دراسة حــركة الايونات في الحقلــين المنتظمــين الكهربائي والمغنطيسي تبقى قابلة للتطبيق في حالة الحقول **غير المنتظمــة** . ففي اي حقل كهربائي يتوقف انزياح الايونات على الطاقة الحركية وفي اي حقــل مغنطيسي يتوقف هذا الانزياح على الاندفاع .

إن حقل المكثفة الاسطوانية هو مثال على الحقول الكهربائية المبئّرة . فالحزمة الايونية **المتباعدة** والمنبعثة من نقطة واحدة بنفس الطاقة الحركية تنعطف بتأثير الحقل الكهربائي وتتجمع ثانية في نقطة واحدة .

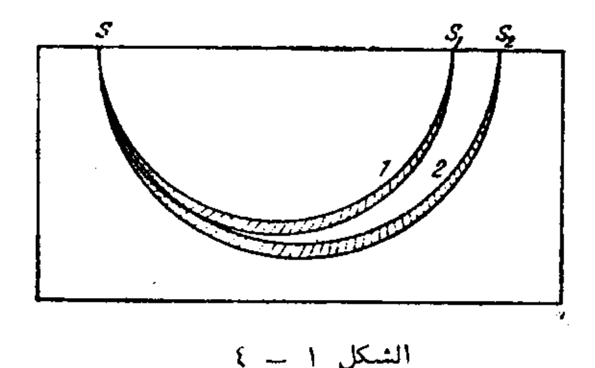


الشكل ١ ــ ٣

وتتجمع الايونات التي لها طاقة حركية اخرى في نقطة ثانية منزاحة عن الأولى . ونرى على الشكل (١ ــ ٣) مسارات الايونات (ذات الطاقتين المختلفتين

($E_2 = \frac{1}{2} m_2 v_2^2$, $E_1 = \frac{1}{2} m_1 v_1^2$
التي تدخل على هيئة حزمة قليلة التباعد حقلا اسطوانيا محددا بقطاع $\varphi = 90^\circ$. تتجمع الايونات ذات الطاقة E_1 في النقطة S_1 اما الايونات ذات الطاقة $E_1 < E_2$ فيحرفها الحقل الكهربائي اكثر وتتبأر (تتجمع) في النقطة S_2 . وعلى هذا فإن المكثفة الاسطوانية تحلل حزمة الايونات **وفق الطاقة** وتبئر في الوقت ذاته الحزمة الايونية المتباعدة .

وكمثال على الحقول المغنطيسية المبئرة نذكر الحقل المغنطيسي المنتظم الذي يحرف حزمة الايونات زاوية قدرها ١٨٠° (الشكل ١ ــ ٤) . فالحزمة الايونيةالمتباعدة ضمن زاوية صغيرة والتي لأيوناتها نفس الاندفاع تتجمع بعد دوران ١٨٠° في نقطة



الشكل ١ ــ ٤

واحـدة . فإذا ضمت هذه الحزمة المتباعدة من الايونات سرعات مختلفة تحللت بعـد الدوران (١٨٠°) الى طيف وفق قيمة اندفاع هذه الايونات . ويبين الشكل (١ ــ ٤) حزمة ضعيفة التباعد حـاوية طرازين من الايونات وقـد تحللت الى طيف . فأيونـات الطراز الأول لها اندفاع $p_1 = m_1 v_1$ بينما اندفاع الايونات الاخرى هو $p_2 = m_2 v_2$ ونصفا قطري دوران هذه الايونات يساويان على الترتيب :

$$r_1 = \frac{p_1}{eB} \quad , \quad r_2 = \frac{p_2}{eB}$$

فـإذا كان $p_1 > p_2$ فـإن $r_1 > r_2$.

لنبحث الآن في كيفية حدوث التبئير المضاعف . يمكن تحقيق هـذا التبئير بجعل الحقلين المبئرين الكهربائي والمغنطيسي يؤثران في وقت واحد .

لنفترض ان حزمة الايونات ذات الكتلة m والمتحركة بالسرعة v **تعاني في الحقل** الكهربائي الانزياح D_e ، وفي الحقل المغنطيسي الانزياح D_m . **وليكن الحقلان موجهين** بحيث أن جهة D_e تعاكس جهة D_m **فالانزياح المحصل للايون** هو $D = D_m - D_e$ لنفترض ان حزمة الايونات غير متجانسة التركيب وان فيهـا ايونات متماثلة في كتلهـا الا انها متباينة قليلا في سرعها $v + \Delta v$ وفيها كذلـك ايونات متباينة قليلا في كتلهـا $m + \Delta m$. فبما ان الانزياح في الحقل الكهربائي يتوقف على طاقة الايون يكون :

$$\frac{\Delta D_e}{D_e} = \frac{\Delta E_k}{E_k} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{2 \Delta v}{v}$$

او

$$\Delta D_e = D_e \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{2 \Delta v}{v} \right)$$

حيث D_e الانزياح في الحقل الكهربائي للايونات ذات الكتلة m والسرعة v ، اما $D_e + \Delta D_e$ فهو انزياح الايونات ذات الكتـلة $m + \Delta m$ والسرعة $v + \Delta v$

(يفترض ان $1 \geqslant \frac{\Delta v}{v}$ وكذلــك $1 \geqslant \frac{\Delta m}{m}$)

ونحصل على عبارة مختلفة قليلا من اجل انزياح الايونـات في الحقل المغنطيسي . فبما ان هذا الانزياح يتوقف على الاندفاع نجد :

$$\frac{\Delta D_m}{D_m} = \frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta v}{v}$$

$$\Delta D_m = D_m \left(\frac{\Delta m}{m} + \frac{\Delta v}{v} \right) \qquad (1-8)$$

حيث D_m الانزيـاح في الحقل المغنطيسي للايونات ذات الكتلة m والسرعة v ، امـا $D_m + \Delta D_m$ فهـو انزياح الايونات ذات الكتـلة $m + \Delta m$ والسـرعـة $v + \Delta v$.

ان الايونات **المتماثلة في كتلتها** ($\Delta m = 0$) **والمتباينة في سرعها** تعاني انزياحا مختلفا سواء في الحقل الكهربائي أو المغنطيسي . ويكون الانزياح المحصل لهذه الايونات مساويـا :

$$D + \Delta D = (D_m + \Delta D_m) - (D_e + \Delta D_e)$$
$$= D_m - D_e + (\Delta D_m - \Delta D_e)$$

فإذا اخذنا بعين الاعتبار المعادلتين (1-7) و (1-8) نجـد :

$$\Delta D = \frac{\Delta v}{v} (D_m - 2 D_e) \qquad (1-9)$$

تتوقف قيمة انزياح الايونات في الحقلين الكهربائي والمغنطيسي ، اي D_e و D_m ، على شدتي هذين الحقلين E و B على الترتيب . ويمكن جعل هـذين الحقلـين يحققـان العلاقـة :

$$D_m - 2D_e = 0 \qquad (1-10)$$

فإذا تحقق هذا الشرط لكافة الايونات **المتماثلة الكتل** والمتباينة السرع **انعدم** ΔD اي أن الانزيـــاح المحصل :

$$D = D_m - D_e = D_e = \frac{D_m}{2} \qquad (1-10')$$

يكون هو نفسـه لهذه الايونات جميعا . وبالتالي فإن **كافـــة الايونات المتماثـلة في كتلها ، وبغض النظر عن سرعها** ، تتجمع بعـــد اجتياز الحقلين في نقطـة واحـدة (D هـــو نفسـه) .

أما الايونات ذات الكتلة $(m + \Delta m)$ فإنها تعاني بعد اجتيـــاز الحقلين انزياحا محصلا آخر :

D' (للايونـــات المتحركة بالسرعـــة v') و $D' + \Delta D'$ (للايونـــات المتحركة بالسرعـــة $v' + \Delta v'$) :

$$\begin{aligned} D' + \Delta D' &= (D_m + \Delta D_m) - (D_e + \Delta D_e) \\ &= D_m - D_e + (\Delta D_m - \Delta D_e) \end{aligned}$$

وبالاستفادة من (1 - 7) و (1 - 8) :

$$D' + \Delta D' = D_m - D_e + \frac{\Delta m}{m}(D_m - D_e) + \frac{\Delta v}{v}(D_m - 2D_e) \qquad (1-11)$$

وباستخدام **شرط التبئير** (1 - 10) **وفق السرع** ، وكذلك (1 - 10') نجد :

$$D' + \Delta D' = D_e + D_e\frac{\Delta m}{m} = D + \frac{\Delta m}{m}D \qquad (1-12)$$

تبين العلاقة الأخيرة أن الايونـات ذات الكتلة $m + \Delta m$ تتجمع ايضا ، بعـد اجتياز الحقلين ، في نقطة واحدة لأن $D' + \Delta D'$ **لا يتوقف على السرعة** . ولكن موضع تجمع الايونات ذات الكتلة $m + \Delta m$ لاينطبق على موضع تجمع الايونات التي كتلتها m . وبالتالي فإن الحقلـينعندما يؤثران معا يحللان حزمـة الايونات الى طيف عـلى وفق قيم كتلها . وحينئذ نجد ان الايونات التي لها كتلة معينة والمتباعدة ضمن زاوية صغيرة والمتباينة في سرعها تتجمع في موضع واحد (تبئير زاوي وسرعي) .

وبعد قياس قيمة الانزياح المحصل للايونات يمكن قياس فارق الكتل بينالايونات أي تعيين كتلة ايون من الكتلة المعلومة لايون آخر .

يبين الشـكل (١ ــ ٥) مخطط أحد رواسم الطيف الكتلية ذات التبئير المضاعف. فنرى تحلل الحزمة المكونة من ايونات لهـا على سبيـل المثـال طاقتان مختلفتان E_k و $E_k + \Delta E_k$ وكتلتان مختلفتان m و $m + \Delta m$.

تتفرق حزمة الايونات عند عبورها الحقـل الكهربائي الى حزمتين توافقـان قيمتي الطاقـة E_k و $E_k + \Delta E_k$ وتحتـوي كل من هاتـين الحزمتين على ايونات لها كتلتان مختلفتان . وان حزمة كهذه تتحلل بدورها في الحقل المغنطيسي الى حزمتين اذ إن الايونـات المختلفـة في كتلها والمتماثلة في طاقتهـا لها اندفـاع مختلف .

الشكل ١ ــ ٥

عندما تدخل الايونات ذات الكتلة m والمختلفـة فـي طاقاتهـا فـي الحقـل المغنطيسي في نقطتين مختلفتين S_1 و S_2 فإنها تتجمع ، بعد اجتياز هذا الحقـل (مـع تحقق الشرط(10 - 1)) في نقطـة واحدة S_1' (الحزمتان ٣ و ٤) . وتتجمع الايونات ذات الكتـلة الاخرى $m + \Delta m$ في النقطة S_2' (الحزمتان ١ و ٢) . ان

الجهاز الممثّل على الشكل (١ ــ ٥) يحقق ايضا تبئيرا زاويا ، إلا أننا بغية تمثيل التبئير السرعي تمثيلا أوضح رسمنا على الشكل (١ــ ٥) عبور حزمة ضيقة متوازية من الايونات للحقلين الكهربائي والمغنطيسي .

لقد سمح تحقيق التبئير المضاعف بقياس كتل الذرات قياسا نسبيا بدقةعالية من مرتبة ١٠^-٦ . هذا وان خصائص حركة الايونات في الحقلين الكهربائي والمغنطيسي المدروسة آنفا يمكن استخدامها ليس فقط لقياس كتل الذرات والنوى الذرية بل **ولفصل الايونات** المختلفة الكتل بعضها عن بعض ، اي لفصل النظائر .

١ ــ ٢ ــ النظائر

اوضحت دراسة مرور حزم الايونات عبر راسم الطيف الكتلي ان ذرات العنصر الكيميائي الواحد ليس لها جميعا كتلة واحدة . فقد تبين وجود ذرات **مختلفة الكتلة** بين مجموعة الذرات المكونة للعنصر الكيميائي المدروس .

فمثلا نصادف بين ذرات الكلور ذرات كتلتها قريبة من 35 u (٣٤٫٩٦٨٨٥) واخرى كتلتها قريبة من 37 u (٣٦٫٩٦٥٩٠) . كما نصادف بين ذرات الجرمانيوم ذرات كتلها قريبة من ٧٠ ، ٧٢ ، ٧٣ ، ٧٤ ، ٧٦ . وعلى الرغم من ان كتل الذرات الممثلة للعنصر الكيميائي مختلفة ، فإن تركيب العنصر معين تماما . فمثلا نصادف بين ذرات الكلور إلا تلك التي كتلها تساوي ٣٥ أو ٣٧ (قيمة تقريبية) ولا نصادف اي كتل سواها . وكذلك لانصادف بين ذرات الجرمانيوم الا تلك التي كتلها ٧٠ ، ٧٢ ، ٧٣ ، ٧٤ ، ٧٦ ولا شيء غير ذلك . وفوق هذا فإن الكمية النسبية (الوفرة) للذرات المختلفة الكتل هي نفسها من اجل مختلف عينات عنصر كيميائي معين . وهذه النقطة بالذات (في حالة وجود ذرات مختلفة الكتل) هي السبب في ثبات الوزن الذري للعنصر الكيميائي المدروس .

وهكذا نرى ان الذرات المكونة لعنصر كيميائي ليست متطابقة بل لها كتل مختلفة . ومع ذلك فإن خصائصها الكيميائية متماثلة الى درجة يستحيل معها بالطرائق الكيميائية فصل هذه الذرات بعضها عن بعض . ان تماثل الخصائص الكيميائية يعني تماثل الطبقات الالكترونية وبالتالي تماثل شحنات النوى . وفي الجدول الدوري للعناصر يجب

على كافة الذرات المختلفة المكونة لعنصر معين ان تقــع في مكان (بيت) واحــد بسبب تماثل شحنات نواها . ولهذا اصطلحوا على تسـمية الذرات المختلفة الكتل والمتماثـلة الشحنة **ايزوتوب** (كلمة يونانية تعني : متماثلة المكان) وترجمتها العربيــة **نظــائر** .

ومن الشائع تسمية الأوزان الذرية للنظائر **الأوزان النظــيرية** . والوزن الــذري للعنصر الكيميائي هو الوزن النظيري الوسطي . وفيما يلي مثال على هذا . ان الــوزن الذري للجرمانيوم هو ٧٢ر٦٠ ويضم الجرمانيوم النظائر الخمسة التالية :

النظير ذا الكتلة ٧٠ بكمية قدرها ٢١ر٢ ٪

النظير ذا الكتلة ٧٢ بكمية قدرها ٢٧ر٣ ٪

النظير ذا الكتلة ٧٣ بكمية قدرها ٧ر٩ ٪

النظير ذا الكتلة ٧٤ بكمية قدرها ٣٧ر١ ٪

النظير ذا الكتلة ٧٦ بكمية قدرها ٦ر٥ ٪

لنعين انطلاقا من هذا التركيب النظيري الوزن النظيري الوسطي للجرمانيوم :

$$A_{Ge} = (70\times 0{,}212) + (72\times 0{,}273) + (73\times 0{,}079) + (74\times 0{,}371) + (76\times 0{,}065)$$
$$= 72{,}86.$$

ان الوزن الذري للجرمانيوم المحسوب من تركيبه النظيري يتطابق تطابقا جيــدا مع الوزن الذري المقيس بالميزان . وسبب الفارق البسيط (٧٢ر٨٦ و ٧٢ر٦٠) هــو الدقة غير العالية في تعيين التركيب النظيري للعناصر (والجرمانيوم بخاصة) .

لقد ادت الدراسة التحليلية للأوزان النظيرية الى نتيجة رائعة . فبينما نعبر عن الأوزان الذرية لكثــير من العناصر بعــدد ذي كسر عشري (مثلا الوزن الذري للكلــور ٣٥ر٤٥٧ وللجرمانيوم ٧٢ر٦) نجــد ان **الاوزان النظيرية لكافة النظائر يعبر عنها بعدد يكاد يكون صحيحا** . فالوزن النظيري لنظيري الكلور يساوي ٣٤ر٩٦٨٨٥ و ٣٦ر٩٦٥٩٠ .

وهــذا ما ادى الى نشوء فرضية تقول إن كل الذرات (وبعبارة ادق النــوى الذرية) مركبة ومؤلفة من مكونات وحيدة الطراز .

١ ـ ٢ ـ الجسيمات المكونة للنوى الذرية

اكتشف بين نظائر مختلف العناصر الكيميائية نظائر كتلها ١ و ٢ (نظيرا الهيدروجين) ، ٣ و ٤ (نظيرا الهليوم) ، ٦ و ٧ (نظيرا الليتيوم) ، ٩ (بريليوم) ، ١٠ و ١١ (نظيرا البور) ، ١٢ و ١٣ (نظيرا الكربون) ، الخ. ولهذا من الطبيعي افتراض ان كافة النوى مكونة من جسيمات كتلتها تساوي الواحد . إن هذا الجسيم هو نواة ذرة الهدروجين ، وبعبارة ادق نواة نظير الهدروجين ذي الكتلة ١ .

ان كتلة ذرة الهدروجين لاتساوي الواحد إلا بالتقريب . وقيمتها الدقيقة (على السلم $C^{12} = 12,000\ 000$) هي 1,007 825 اي تكبر الواحد قليلا. فإذا اعتبرنا الجسيمات المكونة للنوى الذرية ذات كتلة قريبة من الواحد فإن قيمة كتلة الذرة (بعد تدويرها إلى أقرب عدد صحيح) تعين عدد الجسيمات المركبة للنواة . ومن المألوف تسمية الوزن النظيري بعد تدويره الى عدد صحيح **العدد الكتلي** A . وبما انه وفق الفرضية الشائعة تتألف نوى كافة الذرات من نوى أبسط كتلتها تساوي الواحد ، فإن هذه النواة الأبسط ـ نواة النظير الهدروجيني الخفيف ـ قد سميت **بروتون** وتعني الأول باليونانية . ومع ذلك فقد بين تحليل خصائص النوى ان البروتونات لايمكن أن تكون الجسيمات الوحيدة المكونة للنوى . وفي الحقيقة فإن كتلة البروتون تساوي الواحد وكذلك شحنته (نواة الهدروجين) . لنتأمل نواة ما ، مثلا نظير الهليوم ذا الكتلة ٤ . يدخل في تركيب نواة هذا النظير ، وفق الفرضية المذكورة ، ٤ بروتونات . ولو أن نواة الهليوم تكونت فعلا من ٤ بروتونات لكانت شحنتها مساوية ٤ ، في حين يشغل الهليوم البيت الثاني في جدول مندلييف وبالتالي شحنة نواته تساوي ٢ وليس ٤ .

هناك مخرج وحيد من هذا التناقض وهو افتراض وجود جسيمات أخرى في النوى بالاضافة الى البروتونات . وسنقدم هنا افتراضين فقط يحافظان على الأوزان النظيرية وشحنات النوى اعدادا صحيحة .

الافتراض الأول هو ان النوى مكونة من بروتونات والكترونات . ان كتلة الالكترون تساوي 0,000 55 u وبالتالي فإن **عدده الكتلي يساوي الصفر** ، وشحنته

سالبة وتساوي ــ ١ . ان وجود الالكترونات في النواة ، بالاضافة الى البروتونات يؤدي إلى انقاص شحنة النواة دون تغيير قيمة العدد الكتلي . ففي نواة الهليوم مثلا يوجد ، وفقا لهذا الافتراض ، ٤ بروتونات (العدد الكتلي يساوي ٤) والكترونان (شحنة النواة في هذه الحالة تساوي ٤ ــ ٢ = ٢) .

اما الافتراض الثاني فهو انه الى جانب الجسيم ذي العدد الكتلي ١ والشحنة +١ يوجد في الطبيعة جسيمات عددها الكتلي يساوي الواحد ولا تحمل شحنات أي هي **جسيمات نووية معتدلة** . وكلا هذين النوعين من الجسيمات يدخل في تركيب النواة. ولهذا السبب **يعبر عن شحنة النواة بعدد أصغر من العدد الكتلي** . ان وجود الجسيمات المعتدلة ذات العدد الكتلي ١ في الطبيعة أمر مؤكد . فقد اكتشف تشادويك في سنة ١٩٣٢ هذه الجسيمات وسماها **نترونات** .

تبين المعطيات الكثيرة المتوافرة لدينا عن خصائص النوى الذرية (سنبحث هذه المعطيات فيما بعد) انه لايوجد في النوى الكترونات وان الافتراض الثاني هو الصحيح.

وعلى هذا تتكون النوى من بروتونات ونترونات . ومن المألوف تسمية هذه الجسيمات المكونة للنوى **نكلونات** أي ان النكلون هو بروتون أو نترون . تعين شحنة النواة عدد البروتونات Z الداخلة في تركيبها اما العدد الكتلي A فيحدد العدد الكلي لنكلونات النواة . فإذا رمزنا بـ N الى عدد النترونات نجد :

$$A \text{ (نكلون) } = Z \text{ (بروتون) } + N \text{ (نترون) } \qquad (1 - 13)$$

كما يطلق اسم **نكليد** على الذرة بمعنى انها شكل نووي معين بشحنته Ze وعدده الكتلي A . يبين وجود النظائر ان عدد النكليدات المختلفة (حوالي ١٥٠٠ الآن) اكبر بكثير من عدد العناصر الكيميائية (~ ١٠٠) وتختلف نظائر العنصر الواحد بعضها عن بعض في خصائصها الفيزيائية اختلافا واضحا واحيانا كبيرا جدا . فعنصر البوتاسيوم مثلا له ثلاثة نظائر اعدادها الكتلية ٣٩ ، ٤٠ ، ٤١ . والنظير ذو العدد الكتلي ٤٠ فعال إشعاعيا ، اما النظيران الآخران فمستقران . وكذلك يضم الأورانيوم الطبيعي ثلاثة نظائر اعدادها الكتلية ٢٣٤ ، ٢٣٥ ، ٢٣٨ . ويمكن لنوى هذه النظائر جميعا أن تنشطر

إذا ما اسَرت (التقطت) نترونا . الا ان تابعية احتمال هذا الانشطار لسرعة النترونات المعرضة للأسر ليست واحدة عند هذه النظائر . وعلى العموم تتفاعل نظائر العنصر الواحد بطريقة مختلفة مع النترونات والبروتونات .

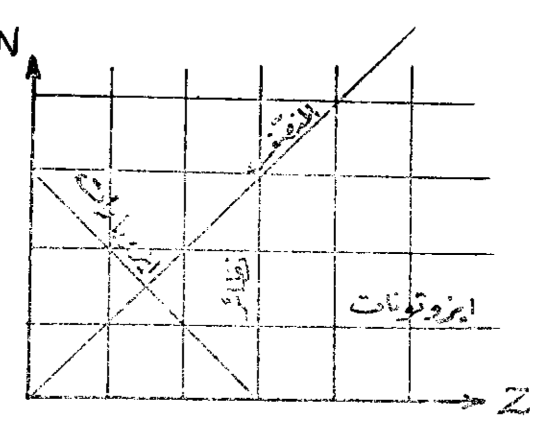
ونظرا لاختلاف الخصائص الفيزيائية للنظائر فإن تمثيل نواها بالرموزالكيميائية فقط غير كاف . فإذا كان X هو الرمز الكيميائي للعنصر فإنه يمكن معرفة النظير بتمثيله هكذا $_{Z}X^{A}$ أي بكتابة **العدد الذري** Z الى يسار الرمز الكيميائي واسفله ، وكتابة العدد الكتلي A الى يمين الرمز الكيميائي وأعلاه أو الى يسار الرمز وأعلاه . ومن الواضح ان ذكر Z غير ضروري متى عرف الرمز الكيميائي ، إلا ان هذه الطريقة تستخدم عند الكتابة الرمزية للتحولات النووية . وعلى هذا نرمز لنظائر الأورانيوم الطبيعية بـ U^{234} ، U^{235} ، U^{238} .

والخلاصة : النظائر هي نكليدات متماثلة في عددها الذري Z ومختلفة في عددها الكتلي A .

اما **الايزوبارات** فهي نكليدات متماثلة في عددها الكتلي A ومختلفة في عدد بروتوناتها Z .

بينما **الايزوتونات** هي نكليدات متماثلة في عدد نتروناتها N ومختلفة في عدد بروتوناتها Z .

ومن الملائم تمثيل تركيب النكليدات بوضع Z على محور الفواصل و $N = A - Z$ على محور التراتيب . تمثل كل نقطة ذات احداثيين صحيحين تركيبا من البروتونات والنترونات يبدو ممكنا . الا ان النكليدات الموجودة فعلا (سواء كانت مستقرة أو فعالة إشعاعيا ، طبيعية او صنعية) تشغل على هذا المخطط مكانا ضيقا . وفي وسعنا الآن تلخيص المصطلحات التي اوردناها : فالنظائر تكون على الخطوط الشاقولية ، والايزوتونات على الخطوط الأفقية ، بينما الايزوبارات على الخطوط المعامدة للمنصف (الشكل ١ ــ ٦) .



الشكل ١ ــ ٦

ملاحظة : حول السلم الفيزيائي للأوزان الذرية

اصطلح **الكيميائيون** فيما مضى ، لأسباب عملية ، على اتخاذ الوزن الذري **لاكسجين الهواء** مساويا 16,000 0 = O فيكون الوزن الذري للهدروجين على هذا **السلم الكيميائي** مساويا 1,0080 .

إن 99,76 % من أكسجين الهواء هو O^{16} وهو الذي يؤخذ وزنه على **السلم الفيزيائي القديم** مساويا :

بينما 0,04 % من اكسجين الهواء هو		$O^{16} = 16,000\ 000$
		$O^{17} = 17,004\ 534$
و 0,20 % « « «		$O^{18} = 18,004\ 855$.

فإذا حسبنا الوسطي **الموزون** لهذه القيم نجد 16,004 4 وهو يمثل **الوزن الذري لاكسجين الهواء على السلم الفيزيائي القديم** ، في حين ان الوزن الذري لاكسجين الهواء على **السلم الكيميائي** هو ، كما ذكرنا ، 16,000 0 . ينتج عن هذا ان :

$$\frac{\text{الوزن الذري الفيزيائي (القديم)}}{\text{الوزن الذري الكيميائي}} = \frac{16,0044}{16,0000} = 1,000\ 273$$

والوزن الذري للهدروجين H^1 (1) على السلم الفيزيائي القديم هو 1,008 145 وللكربون $C^{12} = 12,003\ 815$. وكما ذكرنا فقد اعتمد منذ عام ١٩٦١ سلم فيزيائي آخر (لأسباب لامجال لذكرها هنا) يقوم على أساس .... $C^{12} = 12,000\ 0000$ ونحصل على الاوزان الذرية على سلم $C^{12} = 12$ بضرب الاوزان الذرية على سلم $O^{16} = 16$

بـ $\frac{12}{12,003\ 815} = 0,999\ 682\ 1$.

وفيما يلي بعض الأوزان الذرية والكتل على السلم الفيزيائي الجديد :

الالكترون	0,000 549 u
البروتون	1,007 276 u
النترون	1,008 665 u
الديتون	2,013 553 u
التريتون	3,016 049 u
جسيم الفا	4,001 506 u

النظير	الوزن الذري
H^1	1,007 825
H^2	2,014 102
C^{12}	12,000 000
O^{16}	15,994 915
O^{17}	16,999 133
O^{18}	17,999 160

انظر جدول النظائر في نهاية الكتاب .

1) وفرته النسبية ٩٩٫٩٨٥ ٪ بينما الوفرة النسبية لـ H^2 هي ٠٫٠١٥ ٪ .

١ ـ ٤ ـ بعض النظاميات الملاحظة لدى النظائر المستقرة .

لنبحث الآن في التركيب النظيري للعناصر الكيميائية . يتغير هذا التركيب كثيرا من عنصر لآخر . فعدد النظائر **كبير** عند بعض العناصر ، **صغير** عند اخرى ، بينما لايدخل في تركيب بعض العناصر سوى ذرات وحيدة الطراز . وعدد هذه العناصر الأخيرة ٢٣ (من أصل ٨١ عنصر مستقرا) وهي :

العنصر	Z	العنصر	Z	العنصر	Z	العنصر	Z
Be	4	Mn	25	Cs	55	Ta	73
F	9	Co	27	La	57	Au	79
Na	11	As	33	Pr	59	Bi	83
Al	13	Y	39	Tb	65		
P	15	Nb	41	Ho	67		
Sc	21	Rh	45	Tu	69		
V	23	I	53	أو Tm			

اما بقية العناصر فلها جميعا تركيب معقد . وتركيب القصدير $_{50}Sn$ هو الاكثر تعقيدا : فهو يتألف من عشرة نظائر اعدادها الكتلية : ١١٢ ، ١١٤ ، ١١٥ ، ١١٦ ، ١١٧ ، ١١٨ ، ١١٩ ، ١٢٠ ، ١٢٢ ، ١٢٤ . ويبلغ الفرق في كتلها ١٢ وحدة . ومع ذلك فإن خصائصها الكيميائية متماثلة . هذا وان وجود نظائر للعناصر يؤكد أن مايقرر الخصائص الكيميائية للعناصر ليس كتلة الذرات (الوزن الذري) بل شحنة النواة .

إن للعناصر ذات العدد الذري (شحنة النواة) **الفردي** عددا قليلا من النظائر ، واحد أو اثنان (أنظر الجدول السابق) . أما العناصر التي عددها الذري زوجي فلها عدد من النظائر كبير نسبيا .

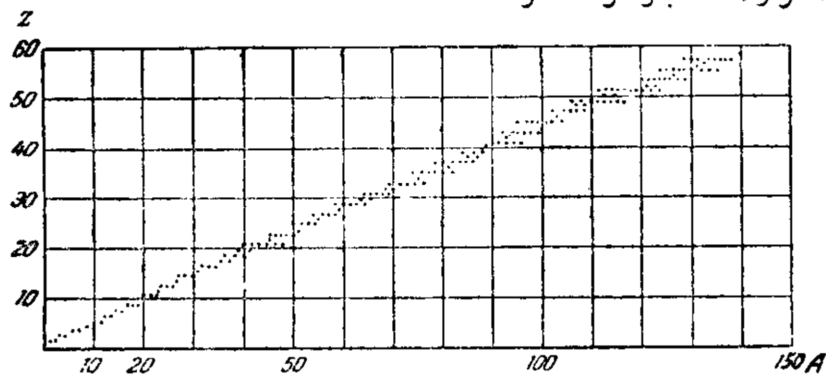
تشكل الاعداد الكتلية للنظائر سلسلة من الأعداد الصحيحة الطبيعية (راجع بداية الفقرة ١ ـ ٣) . ونلاحظ انه لايوجد بين العناصر **المستقرة** نظائر لها العدد الكتلي ٥ او ٨ . كما نلاحظ ان العناصر السبعة الاولى (من جدول مندلييف)باستثناء البريليوم **لها نظيران** . ويبدأ طابع التركيب النظيري للعناصر بالتغير **بدءا من الأكسيجين:** **إذ** يكون للعناصر ذات Z **الفردي نظير واحد فقط** . أما العناصر التي لها Z زوجي فلها **ثلاثة نظائر** . فمثلا الأعداد الكتلية لنوى الاكسجين هي ١٦ ، ١٧ ، ١٨ . وكما

نرى في الجدول السابق العناصر F ، Na ، Al ، P وحيدة النظير . اما العناصر :
$_{14}Si$ (Si^{28} ، Si^{29} ، Si^{30}) ، $_{12}Mg$ (Mg^{24} ، Mg^{25} ، Mg^{26}) $_{10}Ne$ (Ne^{20} ، Ne^{21} ، Ne^{22})
فلكل منها ثلاثة نظائر .

وعندما يزداد العدد الذري للعنصر يزداد عدد النظائر للعناصر الزوجية (والفردية كالكلور والكلسيوم) . ويبلغ هذا العدد نهايته العظمى في حالة العناصرالتي تتوسط جدول مندلييف . ومن ابرز مميزات التركيب النظيري للعناصر العلاقة بين Z و A . فبازدياد عدد النكلونات A في النواة تزداد شحنتها Z وتتميز بالوفرة الكبرى بين النظائر الخفيفة تلك التي من أجلها $A = 2Z$ أو $A = 2Z + 1$ أو $A = 2Z + 2$.

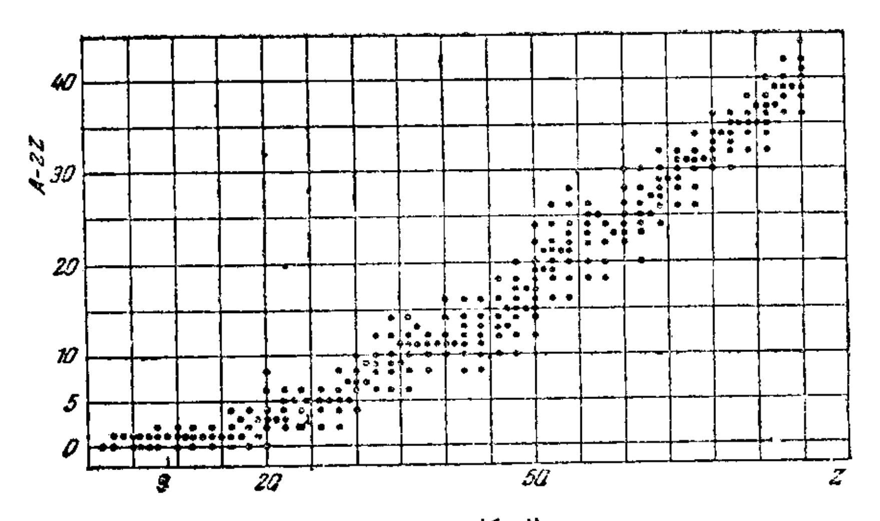
نسمي المقدار $\Delta N \equiv N - Z = A - 2Z$ فائض النترونات **أو العدد النظيري** . وبازدياد العدد الذري للعنصر يزداد فائض النترونات في النواة ليصبح قرب نهاية جدول مندلييف كبيرا جدا . فمثلا يوجد في نواة U^{238} ٩٢ بروتونا و ١٤٦ نترونا ، والفائض النتروني هو ٥٤ .

يمثل المخططان على الشكلين (١ ــ ٧) و (١ ــ ٨) تمثيلا جيدا النظاميات الآنفة الذكر والمتعلقة بتوافر النظائر .



الشكل ١ ــ ٧
مخطط النظائر المستقرة

فعلى الشكل (١ ــ ٧) يؤخذ Z للنظير على محور التراتيب و A على محور الفواصل . وتمثل النقاط النظائر المستقرة المصادفة في الطبيعة . يبين المخطط انه بازدياد Z يزداد A ايضا .



الشكل ١ ـ ٨

الأعداد النظيرية للنظائر المستقرة

أما على الشكل (١ ـ ٨) فيبين المخطط ازدياد العدد النظيري A — 2 Z (محور التراتيب) بازدياد Z (محور الفواصل) . ويمثل عدد النقط على خط شاقولي ما كمية النظائر المستقرة للعنصر المقابل .

ترى كيف يمكن تعليل النظاميات في التركيب النظيري للعناصر ، والتي (أي النظاميات) أشرنا إليها آنفا ؟ لماذا تحوي العناصر نظائر معينة ولا تحتوي سواها ؟ سنعطي فيما بعد الجواب عن هذه الأسئلة .

١ ـ ٥ ـ طاقة ارتباط النوى

سبق أن ذكرنا ان كتل النظائر ليست أعدادا صحيحة . ولكن ما علة حيود قيم كتل الذرات عن أعداد صحيحة ؟ إن احد الأسباب، طبعا، هو ان كتلة الجسيمات المكونة للنواة (بروتونات ونترونات) لاتساوي الواحد بالضبط بل تزيد عنه قليلا

$(m_n = 1.008\,665\ u$ ، $m_p = 1,007\,276\ u)$

إلا ان هذا ليس السبب الوحيد إذ لو كان الأمر كذلك لوجب أن تكون كتلة النواة اكبر من العدد الكتلي الذي يحدد عدد النكلونات في النواة ، في حين تبين المعطيات التجريبية

ان كتلة الأغلبية الساحقة من النوى **أصغر** من العدد الكتلي . وهذا يعني ان كتلةالنواة اصغرَ من مجموع كتل الجسيمات المكوّنة لها . وسبب نقصان كتلة النواة هو الطاقة المتحررة عند تشكلها . نسمي كمية الطاقة اللازمَ بذلها لتفريق نواة معينة إلى مكوناتها (بروتونات ونترونات) **طاقة ارتباط** هذه النواة ونرمز إليها بـ $\Delta \varepsilon$. من الواضح انه عند تشكل هذه النواة من مكوناتها يجب أن تنطلق (تتحرر) كمية من الطاقة تساوي $\Delta \varepsilon$.

كثيرا ما تستخدم في الفيزياء النووية وحدة الطاقة المسماة **ميغا الكترون فولت** MeV للتعبير عن الكتل وتغيراتها . ويجد هذا الأمر ما يسوّغه في علاقة التكافؤ بين الطاقة والكتلة : $\varepsilon = m c^2$.

لنحسب بالـ MeV **وحدة الكتل الذرية** u فنجد :

$$1\,u = 1{,}66.10^{-24}\,g =$$

$$= 1{,}66.10^{-24}.\,9.10^{20} = 1{,}5.10^{-3}\,erg.$$

$$= 931{,}50\,MeV.$$

وعلى هذا فإن u هي **وحدة الطاقة الذرية** ايضا .

لنفترض الآن ان النواة تضم Z بروتونا و N نترونا . لنرمز بـ m الى كتلة النواة ، بـ m_p الى كتلة البروتون ، و بـ m_n الى كتلة النترون . يعبر عن **طاقة ارتباط نواة** كهذه ، مقدرة بـ u ، كما يلي :

$$\Delta \varepsilon = Z m_p + N m_n - m \qquad (1-14)$$

أو :

$$\Delta \varepsilon = Z m_H + N m_n - M(A,Z) \qquad (1-14')$$

حيث m_H كتلة ذرة الهدروجين **المعتدلة** و $M(A,Z)$ كتلة الذرة **المعتدلة** التي كتلة نواتها m . وفي الواقع **تعطي جداول الأوزان الذرية كتل الذرات المعتدلة** (مقدرة بـ u) . إن كتل الالكترونات الداخلة في قيمة الحد $Z m_H$ تدخل ايضا في قيمة **الحد** $M(A,Z)$ ونتخلص منها بعملية الطرح . (لنذكر توخيا للدقة أننا اهملنا

في الطرف الأيمن من (14′ - 1) طاقة ارتباط الالكترونات في الذرة وذلــك لأنها تشكل جزءا من مليون من $M(A,Z)$ تقريبا) .

لنتأمــل على سبيل المثال نواة نظــير الاكسـجين ١٦ . يوجــد في هذه النواة ٨ بروتونات و ٨ نترونات فتكون طاقة ارتباط هذه النواة مساوية :

$$(\Delta \varepsilon)_{O^{16}} = (8 \,.\, 1{,}007\,825) + (8 \,.\, 1{,}008\,665) - 15{,}994\,915 =$$

$$= 0{,}137\,005 \text{ u} = 127{,}6 \text{ MeV} = 127{,}6.10^{6} \text{ e V.}$$

نذكّر هنا ، للمقارنة ، بأن طاقة ارتباط الالكترون في ذرة الهدروجــين تساوي 13,6 e V فقط . تبين مقابلة هذين الرقمين ضخامة طاقة ارتباط النوى الذرية .

ان طاقة الارتباط هي من أهم مميزات الجملة النووية . ولهذا تعين قيمة طاقة الارتباط بأعلى دقة ممكنة . وهناك مقــدار آخر غالبا ما يستخــدم فضلا عن طاقــة الارتباط ، ويسمى ((**نقص الكتلة**)) وهــو :

$$\Delta m = M(A, Z) - A \qquad \text{(1 - 15)}$$

(1 - 15) علاقة جبرية*

ويمثل الفرق بين كتلة الذرة وكتلة تساوي عدديا العدد الكتلي . وليس له معنى فيزيائي مباشر ، لكنه يميز بصورة غير مباشرة طاقة ارتباط النوى . ومع ذلك يسهّل استخدامه الى حد بعيد حساب الأثر الطاقي للتفاعلات النووية . وفي وسعنا حساب طاقة الارتباط متى علمنا Δm . وبالفعل :

$$\Delta \varepsilon = Z m_H + N m_n - M(A, Z)$$

$$= Z + Z \Delta m_H + N + N \Delta m_n - (A + \Delta m) \qquad (1 - 16)$$

حيث Δm_H نقص كتلة ذرة الهدروجين ، Δm_n نقص كتلة النترون و Δm نقص كتلة النواة المدروسة . وبما أن $A = Z + N$ فإن :

---

* Δm موجب حتى N^{15} ويغدو سالباً اعتبارا من O^{16} حتى Rn^{222} .

$$\Delta \varepsilon = Z \Delta m_H + (A - Z) \Delta m_n - \Delta m$$

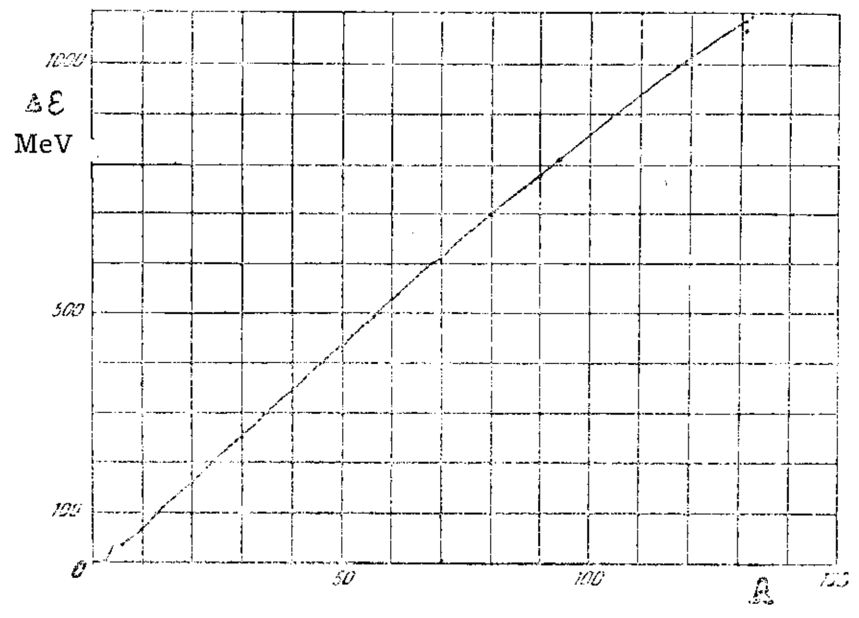
$$= A \Delta m_n - Z(\Delta m_n - \Delta m_H) - \Delta m \qquad (1-17)$$

وبما ان لـ Δm_n و $(\Delta m_n - \Delta m_H)$ قيمتين معينتين ، يمكننا من قيمة Δm إيجـاد $\Delta \varepsilon$.

لننظر الآن كيف تتغير قيمة طاقة الارتباط بتغير تركيب النواة . بما أن :

$\Delta m_n - \Delta m_H = 0{,}000\ 840$ أصغر « بكثـير » مـن $\Delta m_n = 0{,}008\ 665$

فإنــه ينتج من (17 - 1) أن طـاقة الارتبــاط تتوقف أساسيا على عــدد الجسيمات A ، وتتأثر بدرجة اقل بكثير بما إذا كانت هذه الجسيمات بروتونات أو نترونات . وتؤيد المعطيات التجريبية هذه النتيجة المستخلصة من العلاقة (17 - 1) . ونرى على الشكل (١ ــ ٩) كيف تتغير قيمة $\Delta \varepsilon$ بتغـير A . ونستنتج مــن شكل الخــط البياني ان طاقة الارتباط تزداد خطيا بازدياد عدد الجسيمات في النواة . ومعنى هذا أن انضمام كل نكلون الى النواة يصاحبه تحرر نفس الكمية من الطاقة وسطيا .



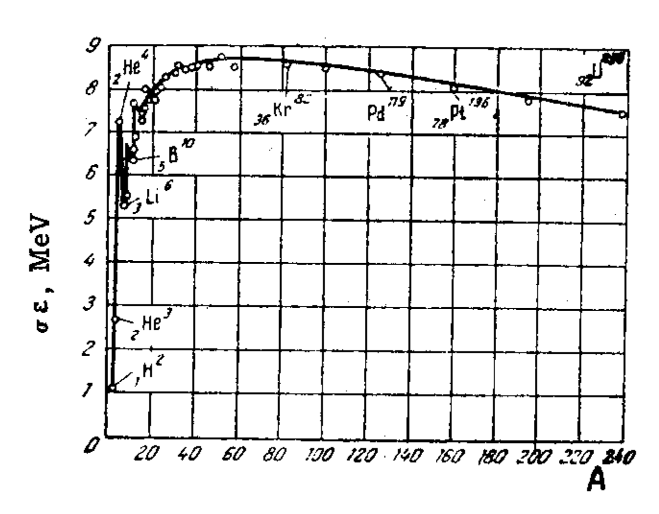
الشكل ١ ــ ٩

وفي الحقيقة فإن تابعية طاقة الارتباط للعدد الكتلي ليست **خطية إلا بالتقريب**. وفي وسعنا التأكد من هذا بتأمل قيمة **طاقة الارتباط النوعية أو النكلونية أو الوسطية** $\delta\varepsilon$ وهي نصيب الجسيم الواحد، وسطيا، من طاقة الارتباط.

$$\delta\varepsilon = \frac{\Lambda\varepsilon}{A} \qquad (1-18)$$

لننظر كيف يتغير المقدار $\delta\varepsilon$ بتغير عدد النكلونات في النواة. يبين الشكل (١ ــ ١٠) هذا التغير، وقد وضع A على محور الفواصل، والمقدار $\delta\varepsilon$ على محور التراتيب. يسمح تحليل هذا الخط البياني باستخلاص عدد من النتائج المهمة:

١ ــ) $\delta\varepsilon$ ليست نفسها في كافة النوى. وبالتالي فإن النكلونات غير مرتبطة في مختلف النوى بنفس الدرجة من المتانة. وهي أمتن ارتباطا في النوى التي يتراوح عددها الكتلي بين ٤٠ و ١٠٠ ($\delta\varepsilon$ عظمى). وتكون قيمة طاقة الارتباط الوسطية في هذه المجموعة من النوى ثابتة تقريبا ومساوية 8,7 MeV لكل جسيم نووي.



الشكل ١ ــ ١٠

٢ ــ في النوى ذات $A > 100$ تتناقص $\delta\varepsilon$ بازدياد عدد النكلونات في النواة. وتساوي طاقة الارتباط الوسطية في الأورانيوم 7,5 MeV .

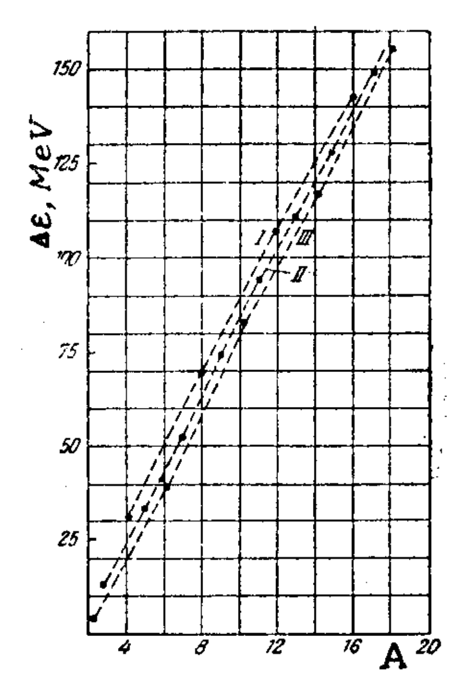
٣ ــ في النوى المحتوية على عدد قليل من النكلونات تتناقص $\delta\varepsilon$ بنقصان عدد الجسيمات في النواة. والشيء المميز على منحني طاقة الارتباط الوسطية في

هذه المجموعة من النوى هو وجود نهايات عظمى وصفرى حادة . وتكون قيمة $\delta\varepsilon$ صفرى في نوى مثل ${}_3Li^6$ و ${}_5B^{10}$ المكونة من عدد فردي من البروتونات و النترونات بينما تكون قيمة $\delta\varepsilon$ عظمى في نويات مثل ${}_2He^4$ و ${}_6C^{12}$ ${}_8O^{16}$ المكونة من عدد زوجي من البروتونات والنترونات .

تشير هذه الحقيقة الى أن طاقة الارتباط لاتتوقف على كمية الجسيمات الإجمالية في النواة فحسب ، بل تعتمد ايضا على **احتواء النواة على عدد زوجي اوفردي من النكلونات** .

يوضح الشكل (١ — ١١) هذه النقطة، وهو يعطي طاقة الارتباط $\Delta\varepsilon$ للنوى التي يتراوح عدد نكلوناتها بين ٢ و ١٨ . نرى على الشكل ان تبعية طاقة الارتباط لعدد النكلونات يُعبر عنها في الواقع ليس بمنحن واحد بل بثلاثة : المنحني الأول يمثل النوى **الزوجية — الزوجية** اي الحاوية عددا زوجيا من البروتونات والنترونات . وطاقة ارتباط هذه النوى هي **الاكبر نسبيا** ، ونكلوناتها هي الأمتن ارتباطا .

اما المنحني الثاني فيعود للنوى **الزوجية — الفردية** اي المحتوية على عدد زوجي من البروتونات وعدد فردي من النترونات او بالعكس . وطاقة الارتباط في هذه النوى **اصغر** منها في النوى الزوجية — الزوجية (Z زوجي و N زوجي) .



الشكل ١ — ١١

واخيرا يختص المنحني الثالث بالنوى **الفردية — الفردية** اي الحاوية عددا فرديا من البروتونات والنترونات . وطاقة ارتباط هذه النوى هي الأصغر نسبيا .

إن وجود فرق في طاقة الارتباط بين النوى الزوجية — الزوجية ، والزوجية —

الفردية ، والفردية ـ الفردية لا يقتصر على النوى **الخفيفة** بل ينسحب على كافةالنوى بغض النظر عن عدد نكلوناتها .

١ ـ ٦ ـ القوى النوويـة

تبين المعطيات الواردة في الفقرة السابقة ان النوى هي بنىً متينة جدا . ولكن ايُّ قوىً تربط النكلونات هذا الربط المتين ؟

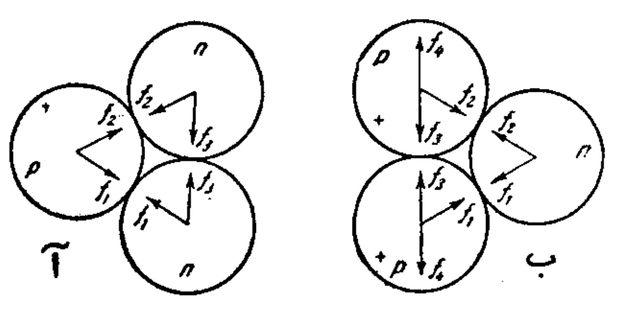
ان القوى التثاقلية لايمكن ان تكون سبب هذا الارتباط لضآلتها المتناهية . أما قوى كولون الفاعلة في البروتونات فهي قوى تدافع . ومن الواضح انه تؤثر في الجسيمات في النوى قوى أخرى **تجاذبية اطلق** عليها اسم **القوى النووية** .

يوجد في النوى كما نعلم بروتونات ونترونات . ففي اي الجسيمات تؤثر القوى النووية ؟ هل تعمل بين البروتونات والنترونات فقط ، أم تعمل ايضا بين نترونين (أو بين بروتونين) ؟

يتجلى طابع القوى المؤثرة في البروتونات تجليا جيدا عند دراسة تبعثر حزمة من البروتونات لدى توغلها في الهدروجين . فقد تبين انه اذا كانت **طاقة البروتونات صغيرة** تبعثرت على وفق نظرية رذرفورد . وهذا شاهد على ان**قوى كولون فقط هي العاملة** بين البروتونات ما دامت المسافة بينها كبيرة نسبيا . بيد انه بازدياد طاقة البروتونات يتغير طابع التبعثر : فلا يبقى المقدار $G = \frac{N_\theta}{N_0} \sin^4 \frac{\theta}{2}$ ثابتا بل يتغير بتغير الزاوية θ . وهذا دليل على ان هناك قوى إضافية ، غير كولونية ، تعمل بين البروتونات عندما تغدو المسافة بينها صغيرة نسبيا . ومن طابع تبعية المقدار G لـ θ ولطاقة البروتونات امكن استنتاج أن القوى الإضافية هي **قوى تجاذب** تفوق قوى كولون بكثير عندما تصبح المسافة بين البروتونات اصغر من 2.10^{-15} m إلا أن نصف قطر تأثير هذه القوى محدود . وبازدياد المسافة بين الجسيمات يتضاءل اثر هذه القوى بشدة ليتلاشى عمليا متى تعدت المسافة 2.10^{-15} m ، اي ان كرة تأثير القوى النووية صغيرة (نصف قطرها من رتبة 2.10^{-15} m) .

لقد سمحت مقابلة تبعثر البروتونات بالديتونات (التي يتألف كل منها من بروتون واحد ونترون واحد) بتبعثر البروتونات بالبروتونات بتقرير ان القوى النووية لا تعمل بين بروتونين فقط بل بين بروتون ونترون أيضا . وتبيَّن ان للقوة النووية القائمة بين البروتون والنترون وللقوة القائمة بين بروتونين **نفس الطابع والمقدار** .

ويمكن تعيين القوة الفاعلة في نترونين من مقابلة طاقة ارتباط نواتي $_1H^3$ (التريتيوم وهو نظير الهدروجين ذو العدد الكتلي ٣) و $_2He^3$ (وهو نظير الهليوم ذو العدد الكتلي ٣) . إن كتلتي هاتين الذرتين هما على الترتيب 3,016 049 u و 3,016 029 u . وطاقتا ارتباط النواتين تساويان على الترتيب 8,482 MeV و 7,718 MeV . تتألف نواة التريتيوم من بروتون ونترونين . وتفعل في هذه الجسيمات ثلاثة أزواج من القوى (الشكل ١ ــ ١٢ ــ آ) :

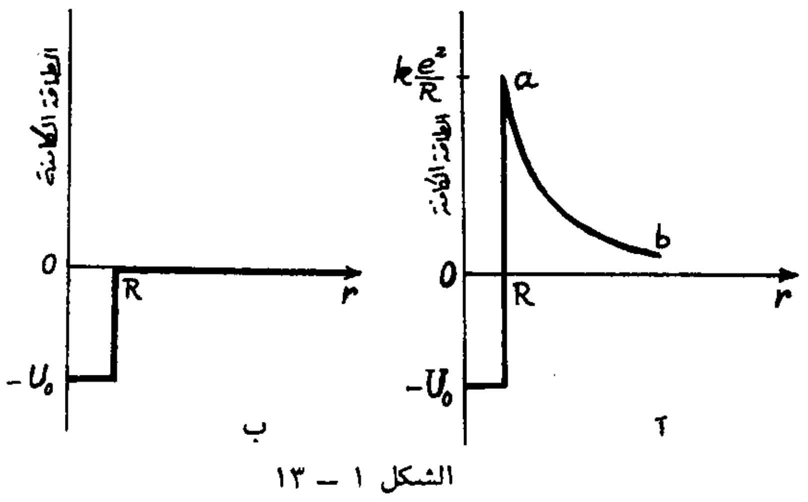


الشكل ١ ــ ١٢

f_1 قوة التفاعل بين البروتون والنترون ، f_2 قوة التفاعل بين البروتون والنترون الثاني، و f_3 قوة التفاعل بين النترونين . أما نواة الهليوم ــ ٣ (الشكل ١ ــ ١٢ ــ ب) فتتكون من بروتونين ونترون . وتفعل في هذه الجسيمات أربعة أزواج من القوى : زوجان من القوى النووية f_1 و f_2 بين النترون وبروتون ، وزوج من القوى النووية f_3 الجاذبة بين البروتونين . وبالإضافة الى القوى النووية تؤثر ايضا في $_2He^3$ قوة كولون التدافعية f_4 . فإذا أخذنا بعين الاعتبار أن قوى كولون تنقص طاقة ارتباط النوى ، وان الطاقة الكامنة لشحنتين أوليتين تبعد الواحدة عن الأخرى مسافة $1,5.10^{-15}$ m تساوي 0,9 MeV استنتجنا أن طاقة التفاعل في نواتي $_2He^3$ و $_1H^3$ الناجمة عن القوى النووية فقط هي نفسها . إلا أن الفارق بين النواتين هو انه يوجد

في الاولى (H^3) قوة تفاعــل بين النترونين (n , n) فضلا عن قوتي التفاعــل بروتون نترون (p , n) ، بينما في النواة الثانية (He^3) هناك قوة تفاعل بين البروتونين (p , p) بالاضافة الى قوتي التفاعل بروتون نترون (p , n) . وبما ان طاقتي تفاعل هذه القوى متماثلتان نستنتج ان القوتين النوويتين من طراز (n , n) و (p , p) متماثلتان. وسبق ان أوضحنا ان القوة النووية الفاعلة في بروتونين تماثل القوة المؤثرة في بروتون ونترون. وعلى هذا في وسعنا ان نقول: **يتفاعل أي نكلونين بقوى نووية متماثلة في القدر والطابع.**

وعلى الرغم من هذا فإن قوة التفاعل **الكلية** بين **بروتونين** تختلف ، بفضل التفاعل الكولوني ، عن قوة التفاعل بين **بروتون ونترون** . ويوضح المخطط البياني على الشكل (١–١٣) هذا الأمر : فهو يمثل تبعية الطاقة الكامنة للمسافة في جملتين: بروتون – بروتون (الشكل ١ – ١٣ – آ) وبروتون – نترون (الشكل ١ – ١٣ – ب) .



الشكل ١ – ١٣

يتفاعل البروتونان عندما يكون أحدهما بعيدا عن الآخر بشحنتيهما وتفعل فيهما القوة الدافعة $k\frac{e^2}{r^2}$. تساوي الطاقة الكامنة لهذا التفاعل $k\frac{e^2}{r}$ اي انها تتزايد عند تقارب البروتونين ، ويحدث هذا التزايد على طول القطعة a b من المنحني الى ان تصبح المسافة بين البروتونين مساوية R حيث يبدأ تأثير قوى الجـذب النووية ، عندئذ يتغير مسلك الطاقة الكامنة بشدة ويكف المنحني عن الصعود (مـع نقصان r) ، بل على العكس فإنه يهبط بانحدار شديد نضطر الى تمثيله بقطعة مستقيمة شاقولية

تقريبا . وسبب هبوط الطاقة الشديد هذا هو تغير القوى النووية مع المسافة بسرعة اكبر بكثير من سرعة تغير القــوى الكولونية .) وبما ان الطاقة الكامنة لقــوى التجاذب سالبة ، فإن الطاقة الاجمالية للقوى الكولونية والنووية تغــدو سالبة . ونحصل على شبكل مماثل للتابع الكموني في حالة الجملة المكونة من نــواة و بروتون ، ولايختلف عن الشكل (١ــ ١٣ ــ آ) الا بمقدار الطاقة ($k \frac{Ze^2}{r}$ عوضا عن $k \frac{e^2}{r}$) .

إن الطاقة الكامنة للبروتون داخل النواة سالبة ، ومعنى هذا أن ارتباط البروتون بالنــواة متين ويسمى طراز تبعيــة الطاقة الكامنــة للمسافة ، الــوارد على الشكل (١ ــ ١٣ ــ آ) ، **حاجزا كمونيا** . فلكي يفلت البروتون من النواة أو ينفذ اليها عليــه ان يتخطى الحاجز الكموني، اي ان يمتلك قدرا من الطاقة الحركية يفوق القيمة العظمى للطاقة الكامنة (ارتفاع الحاجز الكموني) .

اما الطاقة الكامنة بروتون ــ نترون فلها طابع مختلف تماما (الشكل ١ــ١٣ ــ ب) . فليس للمنحني هنا جزء صاعد نتيجة القوى الكولونية . لأن النترون لا يتأثر بأي قوة من جانب البروتون (الطاقة الكامنة تساوي الصفر) حتى تصبــح المسافــة بينهمــا مساوية R حيث يبدأ تأثير القوى النووية . وبدءاً من هــذه المسافة يهبط التــابع الكموني بسرعة . يسمى هذا الطراز من التبعية (الشكل ١ ــ ١٣ ــ ب) **بئرا كمونية** ولكي ينفك النترون عن النواة (يقفز من البئر الكمونية) يجب ان تكون طاقته الحركية كافية . اما النفوذ الى النواة فيستطيعه النترون مهما كانت طاقته .

يوضح المخطط البياني (الشكل ١ ــ ١٣) إيضاحا جيدا الطابع النوعي للقــوى النووية . فهي لا تتميز عن القوى الكولونية والتثاقلية كميا فقط[١] ، بل وكيفيا (وفقا لتبعيتها للمسافة) . ويتجلى الطابع النوعي للقوى النووية كذلك في تبعية هذه القوى لتوَجُّه سَبــين Spin الجسيمات المتفاعلة . فلكل مــن البروتون والنترون عــزم ميكانيكي خاص يدعى **سَبــين** . وقد تبين ان مقدار القوى النووية لايتوقف على المسافة بين النكلونات فحسب بل وعلى التوجه المتبادل لسبيناتها . ويستدل على وجود هذه التبعية من مقابلة نتائج تبعثر **النترونــات** بجزيئات الهدروجــين السوي والشاذ[٢] .

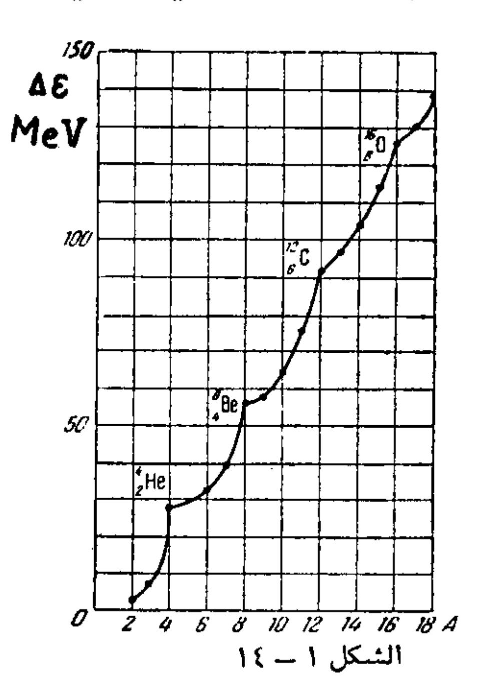
---

١) الفرق بين القوى التثاقلية والكولونية هو فرق كمي فقط : كلاهما تربيعي عكسي .
٢) يشكل ٢٥ ٪ على الاقل من الهدروجين العادي في الدرجة 300 °K .

وفي جزيئات الهدروجين السوي يكون سبينا البروتونين متوازيين ؛ اما في جزيئات الهدروجين الشاذ فيكون سبينا البروتونين متعاكسين . فلو كانت القوى النووية نترون – بروتون لاتتعلق بتوجه السبينات لكان تبعثر النترونات بجزيئي الهدروجين متماثلا . إلا ان التجربة تبين ان جزيئات الهدروجين الشاذ تبعثر النترونات البطيئة اكثر من جزيئات الهدروجين السوي بثلاثين مرة !

ان اختلاف تبعثر النترونات بنوعي جزيئات الهدروجين يدل على ان مقدار القوى النووية وبالتالي طاقة التفاعل بين الجسيمات لاتتعلق بالمسافة بينها فحسب بل وبتوجّه سبينات الجسيمات المتفاعلة .

هناك خصيصة اخرى للقوى النووية وهي طابعها التكافئي . فالقوى النووية تشبه في هذا الصدد قوى التفاعل بين الذرات (القوى الكيميائية) . تتميز كل ذرة بتكافؤ معين اي بعدد معين من الروابط يمكن للذرة بموجبها ان تدخل في اتحادات مع الذرات الأخرى (عدد هذه الروابط يساوي الواحد عند المعادن القلوية ، واربعة عند الكربون ، الخ) . وكذلك الجسيمات النووية فإنها لاتستطيع الارتباط بعدد اختياري من الجسيمات . وافضل طريقة لإيضاح هذه النقطة هي تأمل منحني تبعية طاقة الارتباط لعدد النكلونات في النواة في حالة النظائر الخفيفة (الشكل ١ – ١٤) . فلو كان التفاعل النووي يحدث بين كافة جسيمات النواة لكان على طاقة الارتباط ان تتبع مربع عدد النكلونات (وبعبارة أدق ان تتبع الجداء $A(A-1)$ حيث A عدد النكلونات) . إلا اننا نرى على الشكل (١ – ١٤) أن طاقة الارتباط ، باستثناء الجزء الابتدائي الصغير ، لاتتغير مع A تربيعيا بل خطيا . ومعنى هذا ان تفاعل الجسيمات النووية يبلغ الإشباع متى بلغ عددها حدا معينا. ويمكن تقدير هذا العدد من فحص الجزء الابتدائي من المنحني . فنرى ان الإشباع يحلّ عندما يحدث انكسار في مسار منحني طاقة الارتباط ، ويطرأ هذا الانكسار متى دخل النواة أربعة نكلونات : بروتونان ونترونان .



الشكل ١ – ١٤

١ ـ ٧ ـ نصف قطر النوى

لنحدد قبل كل شيء المقصود بـ (ابعاد) النوى الذرية . سنستخدم هذا المصطلح بمعنى المنطقة التي يظهر فيها اثر القوى النووية . وعلى هذا تؤثر ، خارج النواة ، القوى الكولونية فقط ، بينما تؤثر داخل النواة القوى الكولونية والنووية معا .

يمكن تعيين ابعاد النوى الذرية بتحليل المعطيات التجريبية عن تبعثر البروتونات وجسيمات الفا في المادة المحتوية على النوى المدروسة . فكما نعلم تتبعثر الجسيمات وفقا لدستور روذرفورد اذا كان تفاعل الجسيمات مع النواة كولونيا . ويحدث هذا التفاعل ما بقيت الجسيمات والنواة متباعدة نسبيا. أما اذا تقاربت الى مسافة تساوي أو تقل عن نصف قطر تأثير القوى النووية فإنه يحدث ما يسمى « التبعثر الشاذ » الذي لايخضع فيه التوزع الزاوي للجسيمات المتبعثرة لدستور روذرفورد . إلا ان الجسيم المشحون يقترب من النواة الى مسافة تتعلق بطاقته الحركية وبالتالي ، عند زيادة طاقة الجسيمات (بروتونات ، جسيمات α) يتحول التبعثر النظامي إلى شاذ ومن معرفة طاقة الجسيم التي يبدأ التبعثر عندها تحوله الى شاذ يمكن حساب نصف قطر النواة اي تلك المنطقة (ذلك الحيّز) التي تتجلى فيها القوى غير الكولونية اي القوى النووية .

يمكن ايضا حساب نصف قطر النوى من المعطيات عن تبعثر **النترونات** العالية الطاقة نسبيا (~ 10 MeV) بهذه النوى .

وقد تبين من هذه المعطيات جميعا ان انصاف اقطار النوى تتغير بتغير عدد النكلونات في النواة . ويمكن التعبير بتقريب كاف عن قيمة نصف قطر النواة بالعلاقة التالية :

$$R = r_0 A^{1/3} = 1,5 \ 10^{-15} A^{1/3} \text{ m} \qquad (1-19)$$

فتكون كثافة النوى ، بموجب (19 - 1) مساوية :

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1,67.10^{-27}\ A}{\frac{4}{3}\ \pi\ (1,5.10^{-15})^3\ A} \cong 1,2.10^{17}\ kg/m^3 = 1,2.10^{11}\ kg/cm^3 \quad (1-20)$$

اي مقداراً ثابتا ! ويسترعي النظر ضخامة قيمة كثافة المادة النووية: حوالي ١٢٠ مليون طن لكل سم٣ .

١ ــ ٨ ــ نموذج النواة ــ القطرة

من الطبيعي أن يعين طابع القــوى النووية خصائص الجملة النووية . ويمكن أن نسعى للتعبير صوريا عن خصائص النوى بالاستعانة بنموذج ما من النماذج المعروفــة وهي : الحالات الغازية والمائعة والصلبة مثلا . وقد تبين انه من الأنسب تشبيه النواة بقطرة مائعة . فالقوى الفاعلة في جزيئات المائع لها كرة تأثير محدودة شانها في ذلك شأن القوى النووية . ثم إن كثافة المادة في الحالة المائعة (في درجة حرارة وضغط معينين) ثابتة تقريبا ومستقلة عن عدد الجسيمات المكونة للنواة . وتتمتع الجسيمات النووية، مثل جزيئات المائع ، بحركية كافية . ونستدل على هذا من وجود عزوم مدارية كبيرة لدى بعض الجسيمات النووية .

وعند إثارة النواة ، أي تقديم طاقة إضافية اليها ، تتوزع هذه الطاقة على كافــة الجسيمات النووية توزعا إحصائيا كما تتوزع على الجزيئات الطاقة المقدمة للمائع لدى تسخينه . فإذا احتوت النواة من النكلونات على عدد كبير الى حد كاف ، توزعتطاقة الاثارة عليها وفقا لقانون مكسويل . وبهذا المعنى يمكن الحديث عن درجة حرارة النواة كمقدار يحدد الطاقة الحركية الوسطية للجسيمات النووية .

ان نموذج النواة « القطرة المائعة » الذي كان فرنكل أول من اقترحه ثم طوره بور، يفسر تفسيرا جيدا الكثير مــن خصائص النوى .ولكن علينا أن ندخــل في اعتبارنا ان « القطرة النووية » ، خلافا لقطرة المائع العــادي ، مشحونة بكثافــة حجمية هــائلة : $6.10^{18}\ C/cm^3$.

وفوق ذلك تتمتع الجسيمات الموجودة في النــواة بخصائص موجيــة وتخضــع للقوانين الكوانتية . ولهذا لايمكن ، بموجب مبدأ پــاولي ، ان تتماثل حــالات كافــة

الجسيمات النووية ، خلافا لما يحدث لجزيئات المائع . ففي النواة يمكن ان يوجد في كل حالة موصوفة بقيم معينة للأعداد الكوانتية جسيمان فقط من نفس الجنس على ان يكون سبيناهما متعاكسين .

١ ـ ٩ ـ الصيغة نصف التجريبية لطاقة ارتباط النوى .

يمكن انطلاقا من نموذج النواة : القطرة المائعة المشحونة إيجاد علاقة بين عدد نكلونات النواة وطاقة ارتباطها . لنفترض ان النواة المدروسة تضم N نترونا و Z بروتونا فيكون عددها الكتلي $A = N + Z$. سنعبّر عن طاقة النواة بوحدة الكتل الذرية . فيكون لطاقة النواة وكتلتها نفس القيمة العددية . ان طاقة النواة هي ناتج جمع عدة حدود :

١ . الطاقة المرتبطة بكتلة الجسيمات النووية وقيمة هذا الحد تساوي :

$$\varepsilon_0 = Nm_n + Zm_p = Am_n - Z(m_n - m_p) \quad \text{(طاقة حرة)} \quad (1-21)$$

إن Z بروتونا و N نترونا لها الطاقة (الكتلة) ε_0 اذا كانت **بحالتها الحرة.**

٢ . عند تشكل النواة تتحرر كمية معينة من الطاقة . وكما ذكرنا يتحرر مقابل كل جسيم نووي نفس الكمية من الطاقة تقريبا . ولهذا يمكن بالتقريب اعتبار الطاقة المتحررة عند تشكل النواة متناسبة مع العدد الكلي لجسيماتها . وبالتالي يكون الحد الثاني مساويا :

$$\varepsilon_1 = - a_1 A \quad \text{(طاقة حجمية)} \quad (1-22)$$

حيث a_1 ثابت تناسب موجب . ومعنى إشارة الناقص هو ان الطاقة تنقص عند تشكل النواة .

٣ . تمثل الصيغة $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1$ طاقة النواة بتقريب شديد : إذ يفترض في هذه الصيغة ان كافة الجسيمات المكونة للنواة تقع على نفس سوية الطاقة $E = - a_1$. إلا ان الأمر ليس كذلك . فليست الجسيمات النووية كلها مرتبطة بنفس الشكل، ولهذا ينبغي إدخال عدد من التصحيحات في العلاقة (22 - 1) . **التصحيح الأول** يدخله مراعاة **الطاقة السطحية** . فكما ان في قطرة المائع الحقيقي تكون الجزيئات

الواقعة على سطحها اضعف ارتباطا من الجزيئات الموجودة ضمن المائع وتتمتع بالتالي بطاقة اكبر ، كذلك في النواة تتمتع النكلونات الواقعة على سطحها بطاقة إضافية سطحية بالمقارنة بالنكلونات الموجودة ضمن النواة . وتتناسب قيمة هذه الطاقة الإضافية مع مساحة سطح النواة اي مع مربع نصف قطرها المتناسب مع $A^{1/3}$ ، وبالتالي :

$$\varepsilon_2 = a_2 A^{2/3} \qquad \text{(طاقة سطحية)} \qquad (1-23)$$

تتالف الطاقة في قطرة عادية مائعة من الحدود الثلاثة المذكورة $\varepsilon_0+\varepsilon_1+\varepsilon_2$. اما في القطرة النووية فتنضاف إليا الحدود التالية .

٤ . التصحيح الناجم عن الطابع الكوانتي للجسيمات النووية والذي لايمكن تفسيره بنموذج القطرة .

تلاحظ نزعة نحو **التناظر** في بنية النوى بحيث تتشكل ازواج $n-p$ اي ان النوى التي يكون فيها $N = Z$ (اي $A = 2Z$) هي الاكثر استقرارا وطاقة ارتباطها بالتالي هي الاكبر . إن الحيود عن المساواة $A = 2Z$ **في أي من الاتجاهين** يؤدي الى نقصان طاقة الارتباط (اي زيادة طاقة النواة) ولهذا في وسعنا افتراض ان هذا الحد المصحح يتوقف على **مربع العدد النظيري** $(N-Z)^2$ اي $(A-2Z)^2$ ، وفضلا عن **ذلك** يتبع هذا الحد العدد الكلي A للنكلونات فيكون :

$$\varepsilon_3 = a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} \qquad \text{(طاقة تزاوج)} \qquad (1-24)$$

يسمى ε_3 الحد النظيري .

٥ . التصحيح الناجم عن الطاقة الكامنة لشحنة النواة . فإذا اعتبرنا النواة كرة مشحونة حجميا بانتظام تبين لنا بالحساب أن هذه الطاقة تساوي :

$$\varepsilon_4 = \frac{3}{5}\frac{k(Ze)^2}{R} = \frac{3}{5}\frac{k(Ze)^2}{r_0 A^{1/3}} = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \qquad \text{(طاقة كولونية)} \qquad (1-25)$$

حيث k ثابت التناسب في قانون كولون و $r_0 = 1,5.10^{-15}\ m$

ويعطي الحساب $a_4 = 0,000\,618\ u$

٦. التصحيح الناجم عن تبعية القوى النووية لسبين الجسيمات المتفاعلة (الحد السبيني) . فبما انه لايمكن ان يوجد في اي حالة (معينة بأعدادها الكوانتية) سوى جسيمين متعاكسي السبين فإن السبين المحصل لعدد زوجي من البروتونات او النترونات يساوي الصفر ، وهو يختلف عن الصفر اذا كان عدد الجسيمات فرديا . ولهذا فإن طاقة الارتباط لاتتوقف على عدد الجسيمات فحسب بل وعلى زوجية هذا العدد .

ولما كانت القوة النووية التي يخضع لها البروتون او النترون هي نفسها فإن الحد المصحح ε_5 الناشىء عن سبين الجسيم هو نفسه للبروتون أو للنترون . وفي وسعنا على هذا الأساس تقسيم كافة النوى الى ثلاث فئات (كما فعلنا في الفقرة ١ ــ ٥) : الأولى زوجية ــ زوجية والثانية فردية ــ زوجية و الثالثة فردية ــ فردية. ولقد تبين ان طاقة ارتباط النوى الزوجية ــ الزوجية هي الأكبر ، وطاقة ارتباط النوى الفردية ــ الفردية هي الاصغر ، بينما طاقة النوى الفردية ــ الزوجية لها قيمة متوسطة (راجع الشكل ١ــ١١) ولهذا تنتقى قيمة الأمثال a_i في الحدود المصححة بحيث يكون $\varepsilon_5 = 0$ في النوى الفردية ــ الزوجية . عندئذ لايختلف ε_5 في النوى الزوجية ــ الزوجية عنه في النوى الفردية ــ الفردية إلا بالإشارة اي :

$$\varepsilon_5 = \pm\ a_5 \qquad (1-26)$$

حيث تعود الاشارة العليا (زائد) للنوى الفردية ــ الفردية والاشارة السفلى (ناقص) للنوى الزوجية ــ الزوجية وكما قلنا $a_5 = 0$ للنوى الفردية ــ الزوجية.

وهكذا نجد ان الطاقة (الكتلة) الكلية للنواة تتكون من ستة حدود :

$$m = \varepsilon = \varepsilon_0 + \sum_{i=1}^{5} \varepsilon_i = Z m_p + N m_n + \sum_{1}^{5} \varepsilon_i \qquad (1-27)$$

وكذلك طاقة (كتلة) الذرة المعتدلة :

$$M(A,Z) = Z m_H + (A-Z)m_n + \sum_1^5 \varepsilon_i \qquad (1-28)$$

ولكن طاقة الارتباط ، بموجب المعادلة (1-14) ، تساوي $\Delta\varepsilon = \varepsilon_0 - \varepsilon$.
إذن :

$$\Delta\varepsilon = -\sum_1^5 \varepsilon_i$$

$$\Delta\varepsilon = a_1 A - a_2 A^{2/3} - a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} - a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \mp a_5 \qquad (1-29)$$

الاشارة العليا (ناقص) خاصة بالنوى الفردية ـ الفردية والسفلى (زائد) الزوجية ـ الزوجية . من الأمثال a_i الداخلة في (29 - 1) لايحسب نظريا سوى a_4 ، أما الامثال الأخرى فتعين بالاستعانة بالمعطيات التجريبية عن طاقة ارتباط مختلف النوى . وقد وجد أن :

$$\begin{aligned}
a_1 &= 0{,}015\,07 \ u = 14 \ \text{MeV} \quad (15{,}75 \ \text{MeV})\\
a_2 &= 0{,}014 \ u = 13{,}03 \ \text{MeV} \quad (17{,}8 \ \text{MeV})\\
a_3 &= 0{,}020\,75 \ u = 19{,}32 \ \text{MeV} \quad (23{,}7 \ \text{MeV})\\
a_4 &= 0{,}000\,618 \ u = 0{,}58 \ \text{MeV} \quad (0{,}71 \ \text{MeV})\\
a_5 &= 0{,}036 \ A^{-3/4} \ u = 33{,}5A^{-3/4} \ \text{MeV} \quad (34\,A^{-3/4} \ \text{MeV})
\end{aligned} \qquad (1-30)$$

(**ملاحظة :** إن قيم a_i المعطاة بال MeV بين قوسين هي أحدث من الأولى ، كما ان القيمة :

$$a_5 = 0{,}009 \ A^{-\frac{1}{2}} \ u \qquad (1-31)$$

افضل من القيمة المذكورة . ومع ذلك فإن القيم « القديمة » صالحة لحل الكثير من المسائل بدقة كافية) .

تسمى العلاقة (1 - 29) الصيغة نصف التجريبية لأن كافة حدودها عينت نظريا بينما تم تعيين امثالها تجريبيا .

١ ـ ١٠ ـ العلاقة بين شحنة النواة وعدد نكلوناتها في النوى المستقرة .

ينتج عن الصيغة (1 - 27) ان طاقة (كتلة) النواة لاتتوقف على عدد الجسيمات A فقط بل على تركيب النواة (أي على Z) . ولو مثلنا بيانيا تغير طاقة (كتلة) النواة بتغير Z من اجل قيمة ثابتة لـ A لحصلنا على منحن له شكل قطع مكافيء (الشكل ١ ـ ١٥) وتكون الطاقة في نهايتها **الصغرى** عندما يحقق Z الشرط :

$$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial Z} \right)_A = 0 \qquad (1 - 32)$$

وتكون النواة عندئذ **مستقرة** ونرمز الى شحنتها بـ Z_s . (من بين مختلف الحالات الممكنة للجملة تتميز الحالة المستقرة بأنها تقابل الحد الادنى من الطاقة) .

الشكل ١ ـ ١٥

ومن (1 - 32) و (1 - 27) و (1 - 29) نجد :

$$m_p - m_n - 4 a_3 \frac{A - 2 Z_s}{A} + 2 a_4 \frac{Z_s}{A^{1/3}} = 0 \qquad (1 - 33)$$

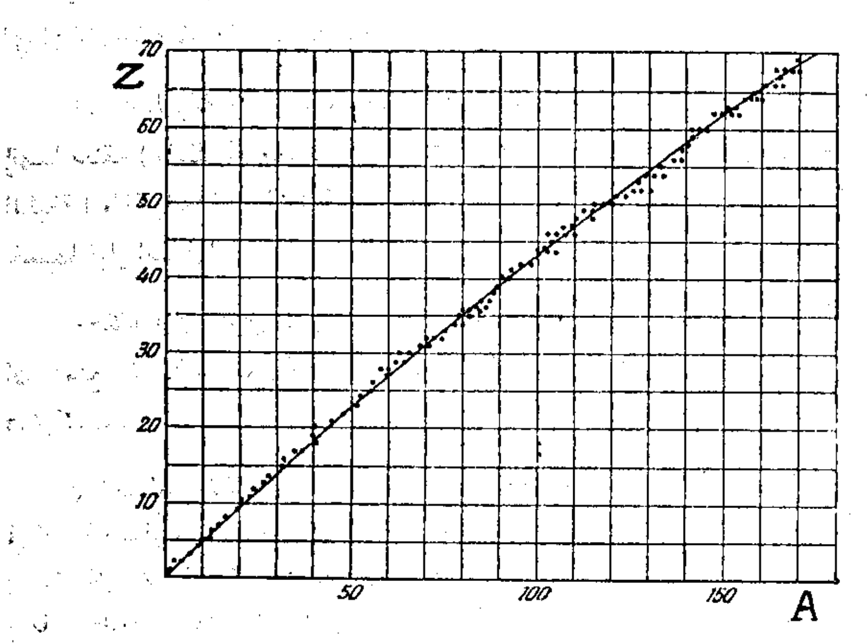
أي :

$$Z_s = \frac{m_n - m_p + 4 a_3}{8 a_3 + 2 a_4 A^{2/3}} A = \frac{A}{1,98 + 0,015 A^{2/3}} \qquad (1 - 34)$$

نستنتج من (1 - 34) انه في حالة النوى المستقرة يقابل كل قيمة لـ A قيمة

معينة واحدة لـ Z هي Z_s ١) وانه بازدياد A يزداد Z_s تتفق هذه النتيجة الاخيرة مع ما اوردناه في الفقرة الرابعة انطلاقا من دراسة التركيب النظيري للعناصر المستقرة. كما ينتج من (34 - 1) انه عندما يكون A صغيرا يكون $Z_s \cong \frac{A}{2}$ تتفق هذه النتيجة ايضا مع ما اوردناه في الفقرة (١ ــ ٤) من اننا لانصادف بين النوى الخفيفة الا تلك التي يكون عدد بروتوناتها مساويا نصف عددها الكتلي تقريبا .

اما مدى اتفاق العلاقة (34 - 1) مع خصائص النوى المستقرة فنراه على الشكل (١ ــ ١٦) حيث يمثل الخط المستمر التابع (34 - 1) وتمثل النقاط النظائر المستقرة (لكافة العناصر الكيميائية) **التي لاتقل وفرتها عن ١٠٪** . وكما نرى فإن النقاط إما واقعة على المنحني وإما موجودة في جواره المباشر ، الأمر الذي يسمح لنا بالقول إن



الشكل ١ ــ ١٦

١) يقابل بعض قيم A نكليدان مستقران مختلفان في قيمة Z (ايزوباران) . أن هذه الحالات نادرة ويمكن النظر اليها على انها استثناء من القاعدة : كل قيمة لـ A يقابلها قيمة واحدة لـ Z .

الصيغةنصف التجريبية (27 - 1) تمثل بأمانةكافية طاقة النوى، وانالنوىالمستقرة هي تلك التي يوافق تركيبها ، في حالة قيمة معينة لـ A ، الحد الأدنى من الطاقة .

١ ــ ١١ ــ نموذج النواة ذات الطبقــات

تشكل النكلونات في النواة ، مثل الالكترونات الذرية ، طبقات بروتونية ونترونية. إن تشكيل الطبقة هو نتيجة مبــدأ باولي الذي ينص على استحالة وجــود جسيمين سبينهمــا $\frac{h}{2}$ في حالتين كوانتيتين متماثلتين . وتتميز الحــالات المرتبطــة الممكنة للجسيمات،عادة، بطاقة تفاعلها (مثلا المدارات الالكترونيةالممكنة فيذرة رذرفورد ــ بور) اي ان كل حالة توافقها سوية طاقة محددة .

تتكون الطبقة من جسيمات في حالات قيم طاقاتها متقاربة . ويقال عن الطبقــة إنهــا مغلقة (مقفلة او مملوءة) اذا كانت كافة سوياتها مشغولة بالجسيمات . وتتمتع الطبقة المغلقة باستقرار اشد اي ان طــاقة الارتباط بها اعلى من طاقــة الارتباط بهــا نفسـها قبل امتلائها .

وهكذا فإن النوى التي يكون عدد نكلوناتها موافقا بالضبط لطبقات مغلقــة يجب ان تتمتع بخصائص مميزة يحددها الاستقرار غير العاديلتشكيلاتالجسيماتالداخلة في تركيبهــا .

ان خصائص الطبقات **الالكترونية** الذرية معروفةجيدا : فإذا كان عدد الالكترونات في الذرة مساويا ٢ ، ١٠ ، ١٨ ، ٣٦ ، ٥٤ ، ٨٦ كانتالطبقة الخارجيةمملوءةومستقرة بحيث يكون تبادل الكترون مع ذرات اخرى غير مفيد إطلاقا من ناحية الطاقة . ولهــذا يتعذر حدوث التفاعلات الكيميائية . إن الأعداد المذكورة هي الأعداد الذريــة للغازات الخاملة (النادرة) . وقد وجد في**النوى الذرية** أعداد" مشابهة،للبروتوناتوالنترونات، تقابلها خصائص نووية استثنائية وهذه الأعداد هي : ٢ ، ٨ ، ٢٠ ، ٢٨ ، ٥٠ ، ٨٢ ، ١٢٦ (العدد الأخير خاص بالنترونات طبعا !) وسميت **الأعــداد السحرية** كما سميت النوى التي تضم عددا من البروتونات او النترونات يساوي احــد الأعداد المذكــورة **النوى السحرية** . فمثلا تمتلىء الطبقة الاولى في النواة السحرية $_2He^4$ والثانية فــي النواة السحرية $_8O^{16}$ والثالثة في $_{20}Ca^{40}$ وهكذا . . . وبما ان للنوى السحرية طبقات

مغلقة للبروتونات أو للنترونات أو لكلتيهما فإن **استقرارها أشد** . وهذا الاستقرار غير العادي هو السر في عدد من الخواص التي اكتشفت في البداية تجريبيا وشكلت الأساس لنموذج الطبقات النووية . ان طاقة الارتباط لهذه النوى كبيرة على نحو استثنائي حتى بالمقارنة بالنوى المجاورة الزوجية – الزوجية إنما غير السحرية . فإذا تجاوز عدد النكلونات العدد السحري لوحظ نقصان مفاجىء في طاقة الارتباط يؤدي ، خصوصا في حالة النترون الزائد على العدد السحري ، الى طاقة ارتباط صغيرة بصفة شاذة ونتيجة لهذا فإن احتمال قيام النوى ، التي عدد نتروناتها سحري ، بأسر نتروني مشع (n, γ) ، صغير جدا دائما . ومن جهة أخرى اذا كان التفكك β يؤدي الى نواة فيها نترون زائد على العدد السحري فإن طاقة الإثارة المتخلفة في النواة بعد التفكك β تكون كافية غالبا لإطلاق نترون من النواة وهو المسمى **النترون المتأخر** .

وفي ظروف أخرى تكون طاقة الاثارة غير كافية لانفصال نترون وعندئذ يؤدي التفكك β ، الذي يخلّف نواة مثارة، الى انبعاث كوانتات γ فقط (فوتونات نووية) .

واذا تضمنت سلسلة من تفككات α أو β نواة ذات عدد سحري من البروتونات والنترونات فإن التفكك المولد لنواة سحرية يكون دوما مصحوبا بتحرر طاقة، كبيرة على نحو شاذ ، الأمر الذي يشير مباشرة الى طاقة الارتباط العالية للنوى السحرية . وإن مجال الاستقرار الخاص بالنكليدات الثقيلة يتعين ايضا من الاستقرار الشديد ، على نحو استثنائي ، للنوى السحرية . ان نظائر الرصاص $(Z = 82)$ أو النكليد $_{83}Bi^{209}$ $(N = 126)$ هي آخر النكليدات المستقرة وهي النواتج النهائية لتفكك كافة النكليدات الأثقل ذات النشاط α . وبغض النظر عن اثقل النوى فإننا نعرف نشاطا من النوع α لنكليدات اعدادها الكتلية حوالي 150 يؤدي تفككها الى نوى ذات عدد سحري $N = 82$. واخيرا فإن انشطار النوى الى قسمين **غير متساويين** ، والناجم عن النترونات الحرارية (البطيئة جدا) ، يمكن تفسيره بأن الحصول على قسمين يدخل في تركيبهما طبقات نترونية مغلقة شديدة الارتباط عدد نتروناتها 50 و 82 أمر أكثر ربحاً من الوجهة الطاقية . وفي الوقت نفسه فإن الإنشطار الى قسمين **متساويين** هو الأنسب من وجهة نظر نموذج القطرة ! ويكون للنوى ، التي فيها عدد سحري من البروتونات أو النترونات ، « هامش » استقرار معين تحفظ النوى بفضله

استقرارها ولو تغير كثيرا عدد نكلونات الجنس الآخر . فمثلا للقصدير ($Z = 50$) أكبر عدد من النظائر **المستقرة** وهو عشرة ، ثلاثة منها زوجي ــ فردي . وهذه هي الحالة الوحيدة بين كافة العناصر . أما أكبر عدد للايزوتونات المستقرة فيقابل العدد السحري $N = 82$. وان آخر نواة مستقرة تحقق المساواة $N = Z$ هي النواة المضاعفة السحر للنكليد Ca^{40} ! (هناك خمس نوى مضاعفة السحر هي : He^4 ، O^{16} ، Ca^{40} ، Ca^{48} ، Pb^{208}) .

واخيرا فإن نموذج الطبقات ، كأي نموذج نووي آخر ، ليس شاملا ولا يستطيع تفسير خصائص كافة النوى .

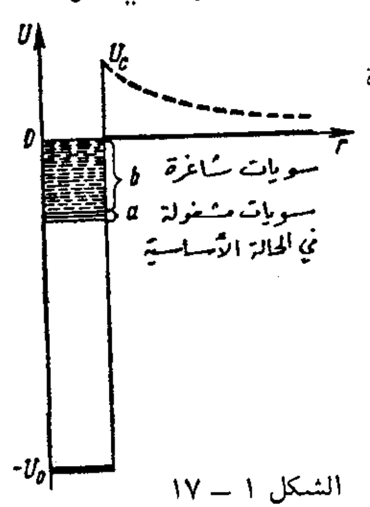
١ ــ ١٢ ــ سويات الطاقة في النواة

تكون النواة الذرية عادة في حالتها الطاقية **الأساسية** . وهذا يعني ان كافة نكلونات النواة تشغل أخفض سويات الطاقة . وفي الوقت نفسه فإن عدد الحالات الكوانتية الممكنة للنكلونات عظيم بالقدر الذي نشاء . ومع ذلك فإن الانتقال الى حالة ذات طاقة أعلى غير ممكن الا نتيجة بعض التأثيرات الخارجية التي تكسب النواة الطاقة اللازمة كأن يصطدم ، مثلا ، جسيم ما بالنواة أو تمتص النواة كوانتا γ . تسمى النواة التي لديها فائض طاقي **نواة مثارة** . ومدة الإثارة قصيرة عادة وبمرور 10^{-14} s أو أقل بدءا من لحظة امتصاص الطاقة تنتقل النواة طوعا الى حالتها الأساسية (ويقال عندئذ انها « تفككت ») .

فإذا تعدت طاقة الاثارة طاقة ارتباط النكلون في النواة حدث الانتقال الى الحالة الأساسية ، بشكل رئيسي ، بإطلاق نكلون يحمل معه طاقة الإثارة كلها مستهلكا جزءا منها (وهو المساوي طاقة ارتباطه أي حوالي 8 MeV) في العمل ضد القوى النووية الجاذبة . وغالبا ما يكون هذا النكلون نترونا لأن النترونات لا تعبأ بالحاجز الكموني الذي يعيق البروتونات عن النفوذ الى النواة والإفلات منها . وعلى العموم تقوم بالانتقال الى الحالة الأساسية النواة **المتبقية** ، والتي نكلوناتها اقل بواحد من نكلونات النواة المثارة الأصلية ، مطلقة كوانتا γ .

اما اذا كانت طاقة الاثارة لا تتعدى طاقة ارتباط النكلون فإن الانتقال الى الحالة الاساسية يتم بإصدار كوانت γ واحد أو ، كما يحدث غالبا ، بإصدار بضعةكوانتات γ متعاقبة تحمل طاقة الاثارة كلها . وقد بينت **التجربة** ان طيف اشعة γ هـــذه ذو طابع خطي (غير مستمر) دائما أي ان طاقة كوانتات γ لها قيم محددة منفصلة (غير متصلة) وهذادليل تجريبي على كون النواة جملة كوانتية .

يبين الشكل (١ — ١٧) تخطيطيا السويات المنفصلة لطاقة النكلونات في النواة. ان بعضها ، وهو الذي له اخفض قيـــم الطاقة ، مشغول بالنكلونات في الحالة الأساسية للنواة. وعندما تثار النواة خارجيا فإن نكلونا أو أكثر من نكلوناتها يمكن أن يشغـــل سويات أعلى . وبما ان سويات النكلون مفصولة بعضهـــا عن بعض بمجالات (مسافات) طـــاقية معينة فإن النواة لاتستطيع تلقي (تقبّل) أي قـــدر من الطـــاقة بل فقط **دفعـــات معينـــة تماما** تقابـــل بالضبط طاقات انتقالات النكلون مـــن حـــالة ادنى الى حالة أعلى . ان قيم هـــذه الدفعـــات الطاقية ، منسوبة الى النواة ككل تؤلف جملة سويات مثارة نووية او **طيفا طاقيا نوويا** .



الشكل ١ — ١٧

ان النـــوى ، الضعيفة الارتباط فقط ، للنكليـــدات الخفيفة H^2 ، H^3 ، He^3 هي التي ليس لها سويات مثارة . ففي البئر الكمونية لهذه النوى لايوجد اي سويـــة شاغرة ، والكمية الدنيا من الطاقة التي يمكن إكسابها (نقلها) للنواة هي طاقة ارتباط نكلون واحد أي طاقة تخريب النواة . أما الطيوف الطاقية للنوى الأخرى فإنتعقيدها يزداد كلما ثقلت النـــواة .

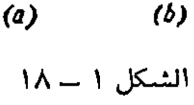
وبما انه لاتوجد نظرية شاملة للقوى النووية فإن التنبؤ بالطيوف النووية متعذر . وتبين المعطيات التجريبية انه **لايوجد نظام في ترتيب سويات الطاقة النووية** ، وكذلك لايوجد عمليا طيوف لها بنية مشابهة لتلـــك المميزة للطيوف الذرية . ولهـــذا السبب لم يحصل حتى الآن على علاقات تجريبية تجمع السويات النووية في بضع مجموعات. وان التأثير المتبادل القوي بين النكلونات وغياب جسم مركزي في النواة يحددان الطابع

المعقد للطيوف . وإن اضافة اي نكلون جديد الى النواة يؤدي الى كمون نووي وسطي آخر ، وبالتالي ، الى طيف طاقي آخر للنواة .

وفي الوقت نفسه تكشف التجربة ملامح نظامية عامة للطيوف النووية ، سمتها المميزة هي قيمة مجال طاقي ما يؤخذ على انه متوسط المسافة بين السويات . فكلما كانت طاقة الاثارة اكبر والنكلونات في النواة اكثر كانت المسافة المتوسطة D بين السويات اقصر وكانت سويات النواة اكثر تقاربا على سلم الطاقة .

تشير المعطيات التجريبية ، في الأغلب ، إما الى اخفض السويات المثارة في النواة وإما الى السويات الواقعة فوق طاقة الاثارة المساوية لطاقة ارتباط النترون وقريبا منها . وتلاحظ السويات الأخفض عندما تصدر كوانتات γ التي يثيرها التفكك الناجم عن النشاط الاشعاعي (انظر الفقرة ٢ ــ ٢٠) أو في أثناء التصادم مع جسيمات . أما السويات القريبة من طاقة ارتباط النترون فتلاحظ عندما تمتص النوى نترونات او لدى تبعثر النترونات بالنوى .

نرى على الشكل (١ ــ ١٨) مخططين وضعت عليهما طاقة الاثارة وفق المحور y وهما يبينان تخطيطيا طيفي النوى الخفيفة والثقيلة . وتقابل الحالة الأساسية E_0 طاقة اثارة **معدومة** . ومثلت كل سوية طاقية في النواة بخط يقابلها . تقع السوية المثارة الأولى E_1 في النوى الخفيفة ($A < 50$) عند الطاقة ~ 1 MeV في حين ان E_1 في النوى الثقيلة ($A > 200$) هي 0,1 MeV او اقل نوعا ما .



الشكل ١ ــ ١٨

وتكون المسافة بين السويات الاولى من مرتبة بُعد السوية الاولى عن السوية الأساسية E_0 وبازدياد طاقة الاثارة تتناقص المسافة الوسطية بين السويات . ومع

ذلك ففي النـوى الخفيفة حتى عندما تكون الطاقـة مسـاوية طاقة ارتبـاط النترون (8 MeV) ، تبقى المسافة بين السويات كبيرة (10 - 100 keV) . وفي حالة طاقةاثارة كهذه في النوى الثقيلة تكون المسافة بين السويات من رتبة (1 - 10 eV) .

واذا استمرت طاقة الاثارة في الزيادة غـدت السويات أكثر تقـاربا الأمر الذي ينتهي باختفاء البنية المنفصلة للسويات الطاقية في النواة ويغدو الطيف النووي متصلا. وهذا ما لوحظ لدى نوى ذات اعـداد كتلية مختلفة عند جعل طاقـة اثارتها حـوالي 10 - 20 MeV . هذا وان ما يشجع اتصال (اندماج) السويات المنفصلة هو ان القيم الطاقية للسويات النووية ليست محـددة **بالضبط** بل لها بعض **العرض** Γ وعندمـا تصبح عروض السويات من مرتبة المسافات بينها فإن الطيف النووي يخرج عن كونه منفصلا وتستطيع النواة عندئذ ان تمتص كمية **اختيارية** من الطاقة .

نرى على (الشكل ١ ــ ١٨ ــ ب) ، بالاضافة الى المحـور y (طاقة الاثارة) ، المحور x الذي يعطي احتمال w(E) تكوّن الحالة المثارة ذات الطاقة E في النواة. ويبين المنحني البياني تغير الاحتمال بتغير طاقة الإثارة : فللاحتمال قيمة عظمى تقابل طاقة معينة (هي الاكثر احتمالا) ويتناقص بسرعة عندما تحيـد الطاقة عن قيمتهـا الاكثر احتمالا .

ان **عرض السوية** Γ هو المسافة ، على سلم الطاقة ، بين تينك القيمتين اللتين يكون عندهما احتمال تشكل الحالة المثارة مساويا نصف قيمته العظمى . ان وجـود عرض للسويات المنفصلة للطاقة ناجم عـن **الطبيعـة الجسيمية الموجية** للجسيمـات الدقيقة . وتلاحظ عروض السويات الطاقية تجريبيا باعتبارها عروضا تجاوبية عنـد دراسة تفاعل الجسيم مع النواة وتعيين العلاقة بين مقطع التفاعل والطاقة (انظرالفقرة ٣ ــ ٥) . تتوقف قيمة العرض على الخصائص الذاتية للسوية ولكنها تزداد بزيـادة طاقة الاثارة . وقد لوحظ ، عندما تمتص النوى نترونات بطيئـة ، سويات عرضهـا 0,1 eV وهذا أصغر بكثير من المسافة بين السويات حتى عندما يكون مجال طـاقة الاثارة من مرتبة طاقة ارتباط النترون .

١ ــ ١٣ ــ سبين النــواة وعزمها المغنطيسي

يكشف التحليل الطيفي ، للضوء الصادر عن الذرات ، بمطياف ذي مقدرة فصل عالية عن بنية دقيقة للخطوط الطيفية (مثال : ثنائيــة الصوديوم) . وتتطلب البنيــة الدقيقة للخطوط الطيفية بنية دقيقة لسويات الطاقة . وقد اوضح هذه البنية الأخيرة عام ١٩٢٥ غودشميت و اولنبك Goudsmit + Uhlenbeck بافتراض أن الالكترون ، بالإضافة الى عزم اندفاعه المداري ، له ايضا عزم اندفاع سبيني (وهــذا شبيه بلف الأرض حول محورها في أثناء حركتها المدارية حول الشمس) . ونحصل على اتفــاق مدهش مع النتائج التجريبية (التي حصل عليها شتيرن و غير لاخ) إذا اعطينا السبين القيمة* $|\vec{s}| = \sqrt{s(s+1)}\,\bar{h}$ مع اخــذ $s = \frac{1}{2}$ (لأن عدد المرتسمات $2s + 1 = 2$

اي ان قيمــة السبين هــي $|\vec{s}| = \frac{\sqrt{3}}{2}\bar{h}$ أما مرتسمه فيــأخذ إحــدى القيمتين ($\pm\frac{\bar{h}}{2} = \frac{h}{4\pi}$). ونقول اختصارا إن سبين الالكترون يساوي $\frac{1}{2}$ (مقدرا بوحدة $\bar{h}$) .

وقد تبين ان السبين **خصيصة كوانتية نسبوية** .

ويرتبط بسبين الالكترون عــزم مغنطيسي μ_e يساوي تقريبا جــدا ما يسمى **مغنطون بــور**

$$\mu_e \# \mu_B = \frac{e}{m_e}\cdot\frac{\bar{h}}{2} = 9{,}274\,10\,.\,10^{-24}\ \mathrm{Am^2}\ (= 9{,}27\,.\,10^{-21}\ \mathrm{erg/gauss})$$

أما القيمة التجريبية لـ μ_e فهي $9{,}284\,85\,.\,10^{-24}\ \mathrm{Am^2}$.

كما أن العلاقة بين الشعاعين $\vec{s}$ و $\vec{\mu}_e$ هي : $\vec{\mu}_e = -\frac{e}{m_e}\vec{s}$

(لأن الشحنة سالبة) .

وقد ادى تحسين التِكنية الطيفية الى توسيــع الفرضية الأساسية المذكــورة : فباستخدام مطياف ذي مقدرة عالية جدا نرى ان كل خط من خطوط البنية الدقيقــة

---

*) $\bar{h} = \frac{h}{2\pi}$

التي تحدثنا عنها (مثلا كل خط من خطي الصوديوم الاصفرين) يتألف في الحقيقة من بضعة خطوط متجاورة جدا (متقاربة جدا) . وتفسّر هذه البنية « فوق الدقيقة » **بأن ننسب للنوى عزوم اندفاع وعزوما مغنطيسية** (Pauli 1924) وان نطبق عليها فيما يتعلق بتوجهها بالنسبة الى عزم الاندفاع المحصل للالكترونات نفس القواعد الكوانتية المعروفة .

ان لكل من البروتون والنترون سبينا يساوي $\frac{1}{2}$ وبالإضافة الى السبين فإن للنكلونات بفضل حركتها **ضمن النواة** ، ما يسمى « عزم اندفاع مداري l » ولهذا فإن عزم الاندفاع الكلي j للنكلون في النواة يمكن ان يساوي إما مجموع l و s (مقدرين بوحدة $\bar{h}$) في حال توازي $\vec{l}$ و $\vec{s}$ ، وإما الفرق بين l و s في حال تعاكس $\vec{l}$ و $\vec{s}$ اي : $j = l \pm \frac{1}{2}$

ان العزم الميكانيكي الكلي للنواة I (بوحدة $\bar{h}$) هو ناتج جمع العزوم j **للنكلونات المنفصلة** كل على حدة اي ان $I = \Sigma j$ (يجري الجمع على كافة نكلونات النواة) . ويكون ، كالمعتاد $|\vec{I}| = \sqrt{I(I+1)}\ \bar{h}$ ووفقا للمصطلحات التي ترسخت تاريخيا ، فقد شاع تسمية العزوم الميكانيكية الكلية I للنوى « سبينات » إلا انه علينا الا ننسى ان سبين النواة لا يشتمل على سبينات النكلونات فقط بل وعلى عزومها « المدارية » ايضا .

تبين النتائج التجريبية عدم وجود اي شذوذ عن هذه القاعدة . وبما ان العزم **الكلي للنكلون « نصفي »** فإن I ، تبعا لزوجية العدد الكتلي A او فرديته ، يكون إما عددا صحيحا وإما « نصفيا » . وتوضح النتائج التجريبية ان العزم الكلي I للنوى المستقرة **الفردية** لايتعدى $\frac{9}{2}$ ، وانه للنوى **الزوجية** يتراوح في معظم الحالات بين **الصفر وخمسة** . وهذا دليل على عدم مصادفتنا في الطبيعة نوى تتجه فيها عزوم النكلونات j باتجاه واحد ، ولولا ذلك لبلغت قيمة I المئة وتجاوزتها . هذا وإن $I = 0$ لكافة النوى **الزوجية ــ الزوجية** دون استثناء ، وذلك بفضل تعادل عزوم النكلونات الكلية والمتعاكسة مثنى مثنى .

يمثل السبين احدى **الصلات النادرة بين التحليـل الطيفي والفيزياء النـووية .** وقد ادت دراسة البنية فوق الدقيقة للخطوط الطيفية الى تعيين الكثير من السبينات النوويـة .

يرتبط بسبين البروتون **عزم مغنطيسي** μ_p يعبر عنه بدلالة ما يسمى **المغنطون** النووي μ_N ويحسب هذا الاخير من مغنطون بـور بعد استبدال كتلة البروتون بكتلة الالكترون أي ان المغنطون النووي أصغر من مغنطون بـور بحوالي الفي مرة :

$$\mu_N = \frac{e}{m_p} \cdot \frac{\bar{h}}{2} = 5,05095 \cdot 10^{-27}\ Am^2$$

وقد وجد (في حالة البروتون الحر غير المرتبط بنواة) :

$$\mu_p = 2,7935\ \mu_N$$

ويفسَّر شذوذ قيمة μ_p عـن μ_N بدلا من مساواته بالتفاعل : $p \rightleftharpoons n + \pi^+$ إذ يُقبل أن للميزون π^+ حركة مدارية خلال المدة التي يكون فيها البروتون في الحـالة الافتراضية $(n + \pi^+)$.

وعلى الرغم من أن النترون لايحمل شحنة كهربائية فإن له عزما مغنطيسيا يساوي، إذا كان حرا، $\mu_n = -1,9135\ \mu_N$ وتشير اشارة الناقص الى ان العزم المغنطيسي للنترون يعاكس سبينه .

ويفسر هذا الأمر المدهش ، اي وجود μ_n واشارته السالبة ، بأن النترون يقضي جزءا من الوقت في الحالة $(p + \pi^-)$ حسب التفاعل $n \rightleftharpoons p + \pi^-$ وأن الحركة المدارية لـ π^- هي السبب في نشوء العزم المغنطيسي السالب الملاحظ لدى النترون.

لنذكر اخـيرا ان $\frac{\mu_p}{\mu_n} = -1,45989 \approx -\frac{2}{3}$. وفي الحقيقة لوحظ هـذا الأمر بعد الحصول عليه نظريا !.

ان للنوى ايضا **عزوما مغنطيسية** كشفت عنها البنيـــة فوق الدقيقة للخطـوط الطيفية الذرية وتعزى هذه العزوم من جهـــة اولى الى العزوم المغنطيسـية للبروتونات والنترونات ، ومن جهة ثانية الى حركة البروتونات في النواة ، تلك الحركة التي تولـد الجزء المداري من العزم المغنطيسي . ولهـذا ، وبالمشابهة مـع العزم الكلي للنكلون في النـواة المؤلف من جزاين $\vec{s} + \vec{l} = \vec{j}$ (مقدرا بالوحدة $\bar{h}$) يمكن تمثيل العزم المغنطيسي للنكلون بالمجموع :

$$\mu = (g_l \, l + g_s \, s) \, \mu_N \qquad (1 - 35)$$

حيث g_l و g_s المضروبان الجيرومغنطيسيان المداري والسبيني على الترتيب . ومن الواضح أن هذين المضروبين للبروتون يختلفان عنهما للنترون . وبالتحديد نستطيع أن نكتب ، آخذين بعين الاعتبار ان $s = \pm \frac{1}{2}$:

للبروتون : $g_l = 1$

$g_s = 5,58$ (وبهذا يغدو الحد الثاني في (35 - 1) مساويا μ_p للبروتون الحر) .

للنترون : $g_l = 0$

$g_s = -3,82$ (وبهذا يغدو الحد الثاني في (35 - 1) مساويا μ_n للنترون الحر) .

والمقصود **بالعزم المغنطيسي** $\vec{\mu}_I$ للنـواة (والذي مرتسمه μ_I) هـو العزم الناشيء عن إسهام كافة النكلونات والمحمول على استقامة شعاع سبين النواة $\vec{I}$ ، لأنها الاستقامة المتميزة الوحيدة في داخل النواة . ولهذا يمكن ان نعتبر العزمين المغنطيسي والميكانيكي (السبين) مرتبطين بعلاقة خطية :

$$\mu_I = g_I \ I \ \mu_N \qquad (1-36)$$

حيث g_I المضروب الجيرو مغنطيسي للنـواة ، ويمكن التعبـير عنـه بدلالة l و g_s و g_l .

وفيما يلي قيم السبين والعزم المغنطيسي لبعض النوى الخفيفة .

	$I, (\hbar)$	$\mu_I \ (\mu_N)$
H^2	1	+ 0,857 407
H^3	$1/2$	+ 2,978 84
He^3	$1/2$	— 2,127 544
He^4	0	—
Li^7	1	+ 0,822 008
Li^6	$3/2$	+ 3,256 310

١ ــ ١٤ ــ العزم الكهربائي الرباعي للنواة .

إن الشحنة الكهربائية Ze للنواة هي من أهم مميزاتها إذ تعطي فكرة عن عـدد البروتونات في النواة وعن قيمة الكمون الكولوني ، وتعين خصائص العنصر الكيميائية . إلا أن الشحنة Ze لايمكن أن تعطي تصورا كاملا عن المميزات الكهربائيـة للنـواة : إذ لا نستطيع من معرفتها أن نعلم أي شيء عـن خواص النواة المتعلقـة بتوزع النكلونات فيهـا . فالشحنة هي ابسـط مقدار مميز تكاملي إجمالي لخواص النواة الكهربائية .

هناك مقدار كهربائي مميز أكثر تعقيدا وهو **العزم الكهربائي الثنائي للنواة.** لنذكر أن العزم الثنائي مقدار تتمتع به جملة مكونة من شحنتين نقطيتين متساويتين قدرا q ومتعاكستين إشارة (ثنائي القطب أو ذو القطبين) . فإذا كانت المسافـة بينهما تساوي a (الشكل ١ ــ ١٩) فإن **العزم الثنائي يساوي بالتعريف** $d \equiv q\,a$.

$-q$ —— a —— $+q$

الشكل ١ ــ ١٩

ويمكن لذي القطبين ان يتكون ليس فقط من شحنتين سالبة وموجبة (كماذكرنا) بل ومن شحنة موجبة (أو سالبة) واخرى صفرية (جسيم معتدل) وتتمتع جملة كهذه، عند وضعها في حقل كهربائي ، بخاصة ذي القطبين وهي التوجه وفق الحقل (تدور الشحنة الموجبة بتأثير الحقل بالنسبة الى مركز ثقل ذي القطبين) .

وبما أن النواة تتألف من بروتونات (شحنة موجبة) ونترونات (شحنة صفرية) **ففي حال عدم انطباق مركزي ثقل البروتونات والنترونات يكون للنواة عزم كهربائي ثنائي .**

لنسارع الى القول ان العزم الثنائي للنوى يساوي الصفر اذا كانت في **حالتها الأساسية** (وهذا نتيجة قانون انحفاظ الزوجية). وبما ان التجربة تؤيد ذلك ففي وسعنا القول : ينجم عن انعدام العزم الثنائي للنوى سريان قانون انحفاظ الزوجية في التفاعلات القوية (النووية) والكهرطيسية .

وهناك مقدار مميز اكثر تعقيدا هو **العزم الكهربائي الرباعي للنواة** . وهو معيار حيود توزع شحنتها الكهربائية عن التوزع المتناظر كرويا .

يتكون رباعي القطب الاكثر بساطة من ذوي قطبين متماثلين وموجهين توجيها متعاكسا ومنزاحين مسافة b احدهما عن الآخر (الشكل ١ ـ ٢٠) .

$+q$ $-q$ b a $+q$ $-q$

الشكل ١ ـ ٢٠

ان العزم الرباعي لهذه الجملة هو بالتعريف :

$$Q_0 = 2bd$$
$$= 2qab$$

اما اذا افترضنا أن شحنة النواة موزعة ضمنها بكثافة حجمية ρ وبحيث يكون للجملة محور تناظر ، z مثلا ، فإن العزم الرباعي للنواة يساوي :

$$Q_0 = \iiint (3z^2 - r^2)\, \rho \, d\tau$$

حيث $d\tau$ عنصر حجم و $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ مربع نصف القطر المتجه لعنصر الحجم $d\tau$.

فإذا كانت ρ ثابتة القيمة (لاتتوقف على z ايضا) تعين العزم الرباعي Q_0 من **شكل النواة فقط** . فمثلا اذا كانت النواة على هيئة قطع ناقص دوراني كان :

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z e \left(b^2 - a^2 \right)$$

حيث b هنا نصف محور القطع الناقص باتجاه المحور z (السبين) ، و a نصف المحور في الاتجاه المعامد . فإذا كان $b > a$ كانت النواة ممتدة وفق السبين (لها شكل مغزل ()) و $Q_0 > 0$ أي عزمها الكهربائي الرباعي موجب . اما اذا كان $b < a$ فتكون النواة مضغوطة وفق السبين (لها شكل عدسة ⊂) وعزمها الرباعي سالب[1] . وعندما **يكون** $a = b$ تتمتع النواة **بتناظر كروي** ويكون عزمها الرباعي معدوما $Q_0 = 0$ ، وهذا حال النوى التي سبينها 0 أو ½ .

وفي الحقيقة يتصل العزم الرباعي بسبين النواة اتصالا وثيقا . فقد ذكرنا ان العزم الرباعي معدوم في حالة توزع الشحنة المتناظر كرويا ، وهو التوزع الذي يقابل، وضوحا ، الحالة $I = 0$ إذ لايكون في هذه الحالة اتجاه متميز يمكن للاّ تناظر أن ينشأ بالنسبة إليه . ويعبَّر في الحالة العامة عن العزم الرباعي للنواة بالعلاقة :

$$Q = \frac{I(2I - 1)}{(I + 1)(2I + 3)} Q_0$$

وهكذا نجد ان النوى التي تتمتع بعزم رباعي هي التي سبينها $I \geqslant 1$.

ونلاحظ ان لـ Q أبعاد (شحنة × مساحة) . وتختار عادة شحنة البروتون e وحدة للشحنة و $10^{-28}\, m^2$ وحدة للمساحة . وفيما يلي قيم العزوم الرباعية الكهربائية لبعض النوى .

---

١) تبين ان الفرق بين a و b لايتجاوز 10 % .

النواة	I	Q (e . 10^{-28} m^2)
H^2	1	+ 0,002 73
$_5B^{11}$	3/2	+ 0,0355
$_7N^{14}$	1	+ 0,007 1
$_8O^{17}$	5/2	— 0,027
$_{13}Al^{27}$	5/2	+ 0,149
$_{16}S^{33}$	3/2	— 0,064
$_{16}S^{35}$	5/2	+ 0,045

تولد النوى التي يختلف عزمها الرباعي الكهربائي عن الصفر حقلا كهربائيا لايتمتع بتناظر كروي ، الأمر الذي يؤدي إلى تشكل سويات طاقة إضافية للالكترونات الذرية، وبالتالي الى توليد خطوط إضافية في البنية فوق الدقيقة للطيوف الذرية . وتتوقف المسافة بين هذه الخطوط على قيمة العزم الرباعي . (عند وضع النواة في حقل كهربائي غير متجانس تنشأ طاقة تفاعل إضافية متناسبة مع $Q \frac{\partial E}{\partial z}$) .

الفصل الثاني

النشاط الاشعاعي

٢ ــ ١ ــ تعــاريف

هناك نوى غير مستقرة وهي تسعى لتغيير بنيتها طوعا . ويتغير في اثناء المرحلة الانتقالية واحد على الاقل من الوسطاء الثلاثة : العدد الكتلي A ، العدد الذري Z ، سوية طاقة النــواة .

وفي معظم الحالات (وليس دائما) تنقسم النواة الى قسمين غير متساويين بالمرة، وذلك حسب المخطط العام جدا :

$$X \rightarrow {}^{*}Y + \text{جسيم}$$

$$ {}^{*}Y \rightarrow Y + h\nu \ (\text{فوتون}) \qquad (2-1)$$

ويكون الجسيم اصغر بكثير من النــواة المتبقية Y . ويتولد الفوتون في عمليــة ثانية تلي تحول X الى $^{*}Y$ المثارة وذلك عندما تتحول $^{*}Y$ المشــارة الى Y ذات طاقة داخلية اقل + فوتون . ويقال عن النواة X انها **نشيطة إشعاعيا**، ويكون الجسيم المادي المقذوف والفوتون **إشعاع النواة** ويمكن ان يكون الجسيم جسيم الفــا (نــواة الهليوم He^4) او الكترونا سالبا او موجبا ، او نترونا في حالات استثنائية جدا .

٢ ــ ٢ ــ القانون الزمني للنشاط الإشعاعي

يتناقص بسبب التفكك الإشعاعي عدد الذرات (النــوى) الابتدائية X بمرور الزمن . وتدل التجربة على ان هذا التناقص يخضع لقانون اسّي . ويمكن تعليل هذا القانون بفرضيات بسيطة جدا .

لنتأمل في اللحظة t نواة **وحيـــدة** نشيطة إشعاعيا . نحن نجهل متى ستتفكك إلا انه يمكن القول إن احتمال تفككها في المجال القصير جـــدا بين اللحظتين t و $t + dt$ يتناسب مع عرض هذا المجال الزمني اي ان هذا الاحتمال **يساوي** λdt . إذن فاحتمال التفكك **مستقل عن** t اي مستقل عن عمر الذرة (النواة) فهـــو نفسه ســـواء اكانت الذرة قديمة قدم الأرض أم كانت قد تشكلت قبل لحظات نتيجة تفكك نواة اخرى او تقليبها . كما ان الاحتمال مستقل عن الحالة الفيزيائية (الغازية أو المكثفة) للمادة X وعن تركيزها وعن المركبات الكيميائية التي يمكن ان تكون داخلة فيها ، ومستقل عـــن درجة الحرارة (ضمن حدود واسعة جدا) فهو إذن **خاص** بالذرة المعتبرة .

لننظر الآن في عدد كبير من الذرات (وهـــذا ما يحدث عمليا نظرا لضخامة عـــدد افوغادرو) . إن عـــدد النوى المتفككة في المجال الزمني بـــين اللحظتين t و $t + dt$ يجب ان يتناسب مع dt ومع عدد النوى $N(t)$ التي لم تتفكك حتى اللحظة t اي:

$$- dN(t) = \lambda N(t) dt \qquad (2-2)$$

(اشارة – بسبب تناقص $N(t)$)

او

$$\frac{dN(t)}{N(t)} = - \lambda dt$$

ويعطي تكامل هذه المعادلة التفاضلية :

$$\ln N(t) = - \lambda t + C^{te} = \ln e^{-\lambda t} + \ln C = \ln C e^{-\lambda t}$$

او $N(t) = Ce^{-\lambda t}$ حيـــث $C = N(0)$ عندما $t = 0$ وعلى هذا يكون :

$$N(t) = N(0) e^{-\lambda t} \qquad (2-3)$$

او ($N = N_0 e^{-\lambda t}$) (قانون التفكك او التلاشي الاشعاعي) حيث $N(t)$ **عدد الذرات** المتبقية في اللحظة (t) (**اي الجاهزة للتفكك**) .

وبما ان كتلة المادة المشعة $m(t)$ متناسبة مع عـــدد ذراتها $N(t)$ يمكن كتابة القانون (3 - 2) كما يلي :

$$m(t) = m(0) e^{-\lambda t} \quad \text{او} \quad (m = m_0 e^{-\lambda t}) \qquad (2-4)$$

إن هــذا القانون محقق تجريبيا بدقة عالية ، الأمر الذي يبرر كافة الفرضيات التي وضعناها بخصوص λ . ونلاحظ ان المقدار λ له ابعــاد مقلوب الزمن (s^{-1}) ولهذا فإن له معنى **الاحتمال في وحدة الزمن** ويسمى **ثابتة النشاط الاشعاعي** ويمثــل الشكل (٢ــ١) الخط البياني لتغير عــدد الذرات المتبقيــة بدلالة الزمن t .

الشكل ٢ ــ ١

إن **دور** (تفككنصف) المادة المشعــة T او ما يسمى **عمر النصف** (العمر النصفي) هو المــدة التي يتفكك بانقضائهــا نصف الذرات، اي يصبح عدد الذرات المتبقية $N(T) = \frac{N(0)}{2}$.

والعلاقة بين T و λ بسيطة جدا وبالفعل فإن :

$$\frac{N(T)}{N(0)} = e^{-\lambda T} = \frac{1}{2}$$

تعطي :

$$\boxed{\lambda T = \ln 2 = 0{,}693} \qquad (2-5)$$

فالدور إذن هو المدة التي يكــون احتمال تفكك **كل ذرة** في اثنائها مساويا $\frac{1}{2}$ اي ٥٠ ٪ .

لنبين الآن المعنى الزمني المرتبط بـ λ . ان عدد النوى المتفككة في المجال بين t و $t + dt$ اي التي عاشت t ثانية هو $\lambda N(t)\,dt$ ، ومجموع اعمار هذه النوى هو $t\lambda N(t)\,dt$. أما مجموع أعمار كافة النوى N_0 التي كانت موجــودة في اللحظــة

$t = 0$ فهـو $\int_0^\infty t\,\lambda\, N(t)\, dt$ ولهذا فإن **العمر الوسطي** للنواة هو :

$$\tau = \frac{1}{N_0}\int_0^\infty t\,\lambda\, N(t)\, dt = \lambda \int_0^\infty t\, e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}$$

اي :

$$T = 0{,}693\ \tau \quad \text{أو} \quad \lambda\,\tau = 1 \qquad (2-6)$$

وفي وسعنا ان نكتب قانون التفكك الاشعاعي كما يلي :

$$N(t) = N_0\, e^{-t/\tau} = N_0\, e^{-0{,}69\, t/T} = N_0\, 2^{-t/T}$$

ونرى انه بانقضاء الزمن τ ينقص عدد الذرات المتبقية e مرة : $\frac{N(\tau)}{N_0} = \frac{1}{e}$

هذا ويتغير الدور T للمواد المشعة المختلفة ضمن حدود واسعة جدا : فهنـاك موادتصدراشعة α بأدوارتتراوحبين 3.10^{-7} s $({}_{84}Po^{212})$ و 5.10^{15} a $({}_{60}Nd^{144})$

٢ ـ ٣ ـ النشاط أو معدل التفكك (التلاشي)

يمكن قياس نشاط كمية ما من النكليد المشع X بعدد التفككات في الثانية :

$$a(t) \equiv \lambda\, N(t) = \lambda\, N_0\, e^{-\lambda t} \equiv a(0)\; e^{-\lambda t} \qquad (2-7)$$

ونرى أن :

$$a(0) \equiv \lambda\, N_0 \quad \text{حيث} \qquad a(T) = \frac{a(0)}{2} \qquad (2-8)$$

كما نلاحظ ان :

$$\frac{N(t)}{N(0)} = \frac{m(t)}{m(0)} = \frac{a(t)}{a(0)} = e^{-\lambda t} \qquad (2-9)$$

واذا ضمت العينة عدة نكليدات مشعة كان نشاطها الكلي ، في اي لحظة t ، مساويا المجموع $\Sigma \lambda_i N_i(t)$.

ان وحدة النشاط في الجملة الدولية للوحدات S I هي البكرل ورمزها Bq(Becquerel) الذي هو بالتعريف تفكك واحد/ثانية :

$$1 \text{ Bq} \equiv 1 \text{ dis/s (dés/s)} \qquad (2-10)$$

اما الوحدة التي كانت معتمدة قبل البكرل (والتي مازالت مستعملة بصفة غير رسمية) فهي الكوري ورمزها Ci وتساوي :

$$1 \text{ Ci} = 3{,}7 \, . \, 10^{10} \text{ Bq} = 37 \text{ G Bq} \qquad (2-11)$$

وقد اختير هذا الرقم في الماضي لانه يمثل بتقريب جيد **نشاط غرام واحد من الراديوم معزول عن نواتج تفككه** . ويستخدم عمليا (بصفة غير رسمية) الميلي كوري m Ci والميكروكوري μ Ci .

$$1 \, \mu\text{Ci} = 3{,}7 \, . \, 10^{4} \text{ Bq} = 37 \text{ k Bq}$$

$$1 \text{ mCi} = 3{,}7 \, . \, 10^{7} \text{ Bq} = 37 \text{ MBq}$$

ولنذكر ان الجسم البشري ، بسبب ما يحتويه من C^{14} و K^{40} و Ra^{226} ، مشع قليلا ونشاطه من مرتبة 0,25 μ Ci . اما النشاط داخل المفاعل G 2 في Marcoule بفرنسا (150 000 kW) اثناء العمل فهو حوالي 10^{11} Ci - 10^{10} .

وبما انه يمكن التعبير عن كمية من عنصر مشع بالغرامات أو بالكوري فإنه يحسن بنا ان نجد الرابطة بين هذين المقدارين . فمن تعريف الكوري نجد **عدد الذرات التي تعطي نشاطا قدره** 1 Ci

$$N(1 \text{ Ci}) = \frac{3{,}7 \, . \, 10^{10}}{\lambda} \qquad (2-12)$$

وبما ان كتلة الذرة هي $\frac{M}{N_A}$ حيث M كتلة ذرة غرامية (الكتلة المولية) و N_A عدد افوغادرو فالكتلة المقابلة لنشاط قدره 1 Ci هي إذن :

$$m(1\,Ci) = N(1\,Ci)\,\frac{M}{N_A} = \frac{3,7\,.\,10^{10}\,M}{\lambda\,N_A} \qquad (2-13)$$

او :

$$\underset{g}{m}\ (1\,Bq) = \frac{1}{N_A}\,.\,\frac{M(g)}{\lambda(s^{-1})}$$

او بدلالة الدور T ، بالاستفادة من (5 - 2) وبوضع قيمة عدد افوغادرو :

$$\underset{g}{m}(1\,Ci) \cong 8,9\,.\,10^{-14}\,.\,\underset{g}{M}\,.\,\underset{s}{T} \qquad (2-14)$$

اما الكتلة الموافقة لنشاط قدره a كوري فهي طبعا (a m (1 Ci غراما .

ويقاس نشاط المادة المشعة بسهولة بفضل كواشف الإشعاعات. وعلينا أن نتذكر ان **النشاط يتناقص مع الزمن** حسب نفس القانون الأسي الذي يخضع له N (t) (انظر (7 - 2) .

٢ ـ ٤ ـ التـوازن الإشعاعي

لنفترض ان الذرة X_2 المتولدة من ذرة مشعة X_1 هي نفسها مشعة وان دوريهما هما T_2 و T_1 على الترتيب أي :

$$X_1 \xrightarrow{T_1} X_2 \xrightarrow{T_2} X_3$$

ولنفترض انه في اللحظة $t = 0$ كان لدينا N_{10} ذرة من المادة (1) . لننظر كيف تنمو **المادة** (2) . مع الزمن **بافتراض ان كميتها الابتدائية معدومة** . لدينا بموجب (3 - 2) :

$$N_1 = N_{10}\,e^{-\lambda_1 t} \qquad (2-15)$$

وفضلا عن ذلك يعاني العدد $N_2(t)$ خلال كل مجال dt تحولا مضاعفا : فمن جهة أولى يزداد بمقدار $\lambda_1 N_1 dt$ الذي يمثل تفكك X_1 المولد لـ X_2 . ومن جهة ثانية ينقص بمقدار $\lambda_2 N_2 dt$ نتيجة تفكك X_2 . وعلى هذا يكون :

$$d N_2 = \lambda_1 N_1 dt - \lambda_2 N_2 dt$$

أو :

$$\frac{d N_2}{dt} = \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 \tag{2 - 16}$$

إن حل هذه المعادلة التفاضلية هـو :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10} \left(e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) \tag{2 - 17}$$

وتبدأ كمية المادة X_2 ، اعتبارا من اللحظة $t = 0$ ، بالنمـو على حساب تلاشي المـادة X_1 ثم تمر بنهاية عظمى في اللحظة t_{max} التي نحددها من الشرط :

$$\frac{d N_2(t_{max})}{dt} = 0 \tag{2 - 18}$$

فنجـد :

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} e^{(\lambda_2 - \lambda_1)\, t_{max}} = 1$$

وبالتالي :

$$t_{max} = \frac{1}{\lambda_2 - \lambda_1} \ln \frac{\lambda_2}{\lambda_1} \tag{2 - 19}$$

وبما أن نسبة عدد ذرات المادتين X_2 و X_1 في أي لحظة تساوي :

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \left(1 - e^{-(\lambda_2 - \lambda_1)t} \right)$$

فإن قيمة هذه النسبة في اللحظة t_{max} هي :

$$\frac{N_2(t_{max})}{N_1(t_{max})} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(1 - e^{-\ln\frac{\lambda_2}{\lambda_1}}\right)$$

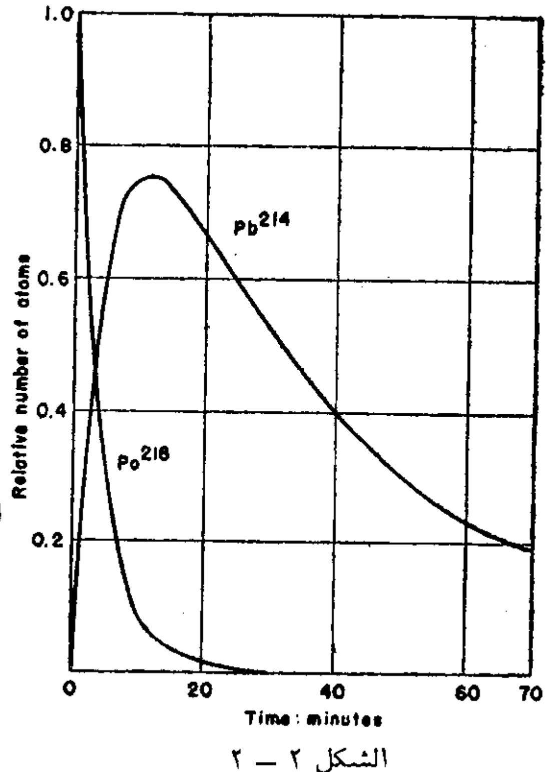
$$= \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}\left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \qquad (2 - 20)$$

ويمكن الوصول الى هذه النتيجة فورا من (2 - 16) اذا تذكرنا ان الشرط (2 - 18) يؤدي الى :

$$\lambda_1 N_1(t_{max}) - \lambda_2 N_2(t_{max}) = 0$$

بعد ذلك يتناقص $N_2(t)$ وتتوقف سرعة تناقصه على القيمة النسبية لـ λ_1 و λ_2 . لنناقش ذلك .

أولا : $\lambda_1 > \lambda_2$ (اي $T_1 < T_2$) اي ان المادة X_1 اسرع تفككا وبالتالي اقصر عمراً .



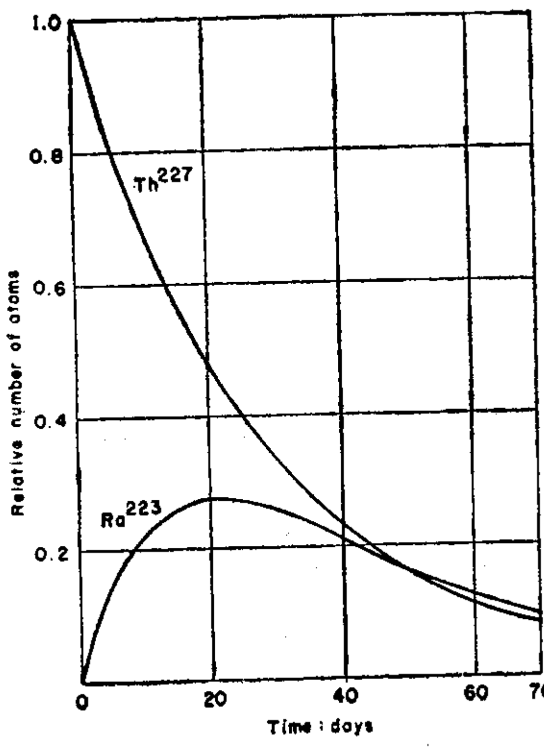
الشكل ٢ — ٢

فبعد زمن كاف $t >> T_1$ يصبح الحد $e^{-\lambda_1 t}$ في (2 - 17) مهملا امام $e^{-\lambda_2 t}$ ويكون عندئذ :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_1 - \lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_2 t} \qquad (2 - 21)$$

اي يتلاشى $N_2(t)$ حسب **سرعته الخاصة** (التي يحددها المضروب الأسي اي λ_2) . وهذا ما يوضحه الشكل (٢ — ٢) إذ نرى عليه تلاشي $_{84}Po^{218}$ (T_1 = ٣ر٠٥ دقيقة) الذي يكون صافيا في اللحظة $t = 0$ ونمو $_{82}Pb^{214}$ (T_2 = ٢٦ر٨ دقيقة) ثم تلاشيه .

ثانيا : آ) $\lambda_1 < \lambda_2$ (أي $T_1 > T_2$) بعد زمن اطول بمقدار كاف من T_2 يغدو $e^{-\lambda_1 t} << e^{-\lambda_2 t}$ ونجـد مـن (17 - 2) :



الشكل ٢ ــ ٣

$$N_2(t) \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}\, e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1 N_1(t)}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (2-22)$$

ونرى ان سرعة تلاشي X_2 تساوي **سرعة تلاشي** X_1 (كلاهما محكوم بـ λ_1) .

أي ان المادة الأم تفرض على المادة الوليـدة سرعتهـا الخاصة وهـذا ما يوضحه الشكل (٢ ــ ٣) إذ نرى عليه تلاشي $_{90}Th^{227}$ (T_1 = ١٨ر٢ يوما) الذي يكون صافيا في اللحظة $t = 0$ ، ونمو $_{88}Ra^{223}$ (T_2 = ١١ر٧ يوما) ثم تلاشيه. كما نلاحظ أن نسبة كميتي المادتين تبقى ثابتة :

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \qquad (2-23)$$

تسمى هذه الحالة **توازنا اشعاعيا انتقاليا** .

وكذلك فان نسبة نشاطي المادتين تبقى ثابتة : وبالفعل اذا ضـربنا طرفي (23 - 2) بـ $\frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ نجـد :

$$\frac{\lambda_2 N_2(t)}{\lambda_1 N_1(t)} \cong \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{1}{1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_2}} > 1$$

ب) وفي الحالة الخاصة عندما يكون $\lambda_1 << \lambda_2$ نجد من (22 - 2) (أي عندما $t >> T_2$) :

$$N_2(t) \cong \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} e^{-\lambda_1 t} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(t) \qquad (2 - 22')$$

$$\frac{N_2(t)}{N_1(t)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} = C^{\underline{te}} \qquad (2 - 23')$$

تسمى هذه الحالة ايضا **توازنا إشعاعيا انتقاليا** . وكمثال عليها نذكر تفكك Ra^{224} ($T_1 =$ ٣ر٦٤ يوما) ليولّد Tn^{220} ($T_2 =$ ٥ر٥٤ ثانية) . فإذا اتخذنا مبدأ للزمن لحظة كون عينة Ra^{224} صافية فإن نشاط Tn^{220} يتزايد مدة بضع دقائق ثم يتناقص باستمرار وفق دور النواة الأم (٣ر٦٤ يوما) .

جـ) أما إذا كان $\lambda_1 << \lambda_2$ (أي $T_1 >> T_2$) وكان T_1 اطول بكثير من مدة دراسة العينة جاز لنا القول إن $e^{-\lambda_1 t}$ **لايتغير كثيرا** خلال مدة التجربة (أي عمليا **ثابت**) وبالتالي ، اذا بقي الشرط $t >> T_2$ محققا ، يكون :

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_1(t) = C^{\underline{te}} \; , \quad (T_1 >> t >> T_2) \; , \qquad (2 - 24)$$

أو :

$$\lambda_1 N_1(t) = \lambda_2 N_2(t) = C^{\underline{te}} \qquad (2 - 25)$$

اي تكون **كمية المادة البنت ثابتة** ويبرر لنا النشاط **ثابتا** . والمعنى الفيزيائي لثبات النشاط هو أن عدد ما يولد من نوى المادة البنت يساوي عدد ما يتفكك منها . تسمى هذه الحالة **التوازن** الدائم (او الأبدي أو السرمدي) .

ويحدث التوازن الدائم عندما تتشكل المادة المشعة **بمعدل ثابت** سواء نتيجة تفكك مادة دورها طويل جدا كما ذكرنا آنفا أو نتيجة تفاعل نووي (في السيكلوترون أو المفاعل النووي) . وفي كلتا الحالتين ، وبعد انقضاء بضعة T_2 ، يبلغ N_2 قيمته

التوازنية التي يكون عندها معدل تفككه ($\lambda_2 N_2$) مساويا **المعدل الثابت** لتوليده(**لإنتاجه**) وهـو $\lambda_1 N_1$ (انظر (2 - 25) .

نلاحظ انه في حالة التوازن الدائم يكون $e^{-\lambda_1 t}$ (وبالتالي $N_1(t)$) ثابتا خـلال مدة التجربة . اما في حالة التوازن الانتقالي فليس في وسعنا اعتبار $e^{-\lambda_1 t}$ ثابتا . وفي الحقيقة فإن كون التوازن دائما او انتقاليا يتوقف على مدة دراسة العينة .

ان المعادلة (′22 - 2) لاتصح إلا اذا كان $t >> T_2$. اما اذا اردنا معرفة كيفية تغير $N_2(t)$ في اللحظات الأولى (القريبة من مبدأ الزمن) فإننا نكتب (17 - 2) كما يلي:

$$N_2(t) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} N_{10}\, e^{-\lambda_2 t} [\, e^{(\lambda_2 - \lambda_1)} - 1 \,] \qquad (2-26)$$

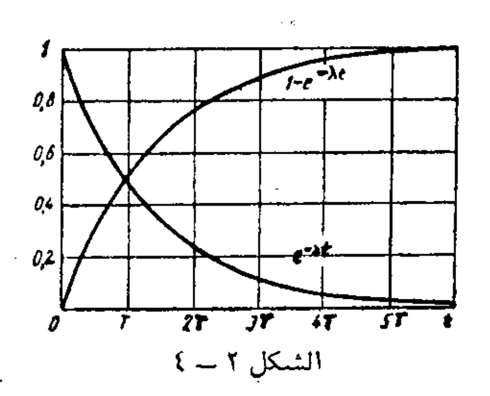
$$\approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10}\, e^{-\lambda_2 t} (\, e^{\lambda_2 t} - 1 \,) = \frac{\lambda_1}{\lambda_2} N_{10} (\, 1 - e^{-\lambda_2 t} \,) , \qquad (2-27)$$

لنلاحظ ان N_2 يتوقف على λ_1 في (′22 - 2) بينما يتوقف N_2 نفسه على λ_2 في (**27 - 2**) . ولتحديد معنى الشرط $t >> T$ الذي يسمح بالحصول عـلى (21 - 2) ، (22 - 2) ، (′22 - 2) ، (24 - 2) وكذلك لتقدير قيمة N_2 في (27 - 2) من المناسب فحص الجدول الآتي :

t	$e^{-\lambda t}$	$1 - e^{-\lambda t}$
0	1	0
1 T	1/2 = 0,5	0,5
2 T	$1/2^2$ = 0,25	0,75
3 T	$1/2^3$ = 0,125	0,875
4 T	$1/2^4$ = 0,0625	0,9375
:	:	:
:	:	:
10 T	$1/2^{10} \cong$ 0,001	~ 0,999

نرى في الجدول انه اذا كان $t = 4\,T_2$ تحققت المساواة (24 - 2) بدقة تقرب من ٦ ٪ . اما اذا كان $t = 10\,T_2$ فـإن المساواة المذكورة محققة بدقة تقرب من ١ر٠ ٪ !

ولإنشاء المنحنيين $1 - e^{-\lambda t}$ و $e^{-\lambda t}$ ننتفـع بالجدول آخذين قيـم t التي تساوي عددا صحيحا من T (الشكل ٢ ــ ٤) .



الشكل ٢ ــ ٤

يستفاد من المعادلة « الأبدية » (25 - 2) على نطاق واسع لتعيين أدوار المواد المشعة الطويلة الأعمار شريطة تحقيق الشرط :

$$T_1 >> t >> T_2$$

مثال : تحول الراديوم Ra^{226} الى رادون Rn^{222} . من المعروف ان الراديوم يطلق جسيمات α متحولا الى غاز الرادون ودور هذا التحول $T_1 \cong$ ١٦٢٠ سنة.

ويطلق غاز الرادون بدوره جسيمات α متحولا الى Po^{218} (ورمزه القديم Ra A . ومن المستحسن التخلي عن الرموز القديمة من طراز Ra A و Ra B التي استعملت في بداية دراسة ظاهرة النشاط الإشعاعي) ، ودور هذا التحول T_2 = ٣٫٨ يوما .

ونرى أن $T_1 >> T_2$ بحيث يمكن تحقيق الشرط $T_1 >> t >> T_2$ واستخدام المعادلة (27 - 2) اما الشرط $N_{20} = 0$ عندما $t = 0$ فيحقق بوضع محضر Ra في حبابة زجاجية ذات انبوب متصل بمخلية . تشغّل المخلية فتصبح الحبابة بعدمدة خالية من غاز Rn . عندئذ يقطع الاتصال بين الحبابة والمخلية وتعتبر لحظة القطع هذه $t = 0$ وبدءا منها يتزايد عدد نوى الرادون وفقا للعلاقة (27 - 2) :

$$N_{Rn}(t) = \frac{\lambda_{Rn}}{\lambda_{Ra}} N_{Ra} \left(1 - e^{-\lambda_{Rn} t}\right)$$

فاذا اتخبنا لحظة t بحيث $T_{Ra} >> t >> T_{Rn}$ حصلنا على شرط التوازن الأبدي :

$$\frac{N_{Ra}}{T_{Ra}} = \frac{N_{Rn}}{T_{Rn}} \qquad (2 - 28)$$

فبعد اربعين يوما من لحظة القطع $t = 0$ ، (اي $t > 10\ T_{Rn}$) تتحقق العلاقة (28 - 2) بدقة قدرها ١ر٠ ٪ .

هناك ثلاثة مقادير في (28 - 2) يمكن قياسها مباشرة : N_{Ra} و N_{Rn} بعملية وزن دقيقة ، اما λ_{Ra} فبقياس دور تفكك الرادون ذي القيمة ٣ر٨ يوما المناسبة (الملائمة) لإجراء القياس . وهكذا يمكن حساب المقدار الرابع وهو دور الراديوم . وقد وُجد ان قيمته المحسوبة بهذه الطريقة تتفق مع قيمة T_{Ra} المحددة بطريقة عدّ جسيمات الفا المنطلقة من الراديوم عداً مطلقا .

وكمثال على **التوازن الانتقالي** نذكر التوازن بين الرادون ونواتج تفككه

$$Rn^{222} \xrightarrow{T = 3,8\ d} Po^{218} \xrightarrow{3,05\ m} Pb^{214} \longrightarrow \ldots$$ الخ

إذ يتحول الرادون كما ذكرنا إلى Po^{218} ويطلق هذا الأخير جسيمات α متحولا الى Pb^{214} ودور هذا التحول ٠٥ر٣ دقيقة . ولهذا فإنه بعد مرور نصف ساعة على عزل غاز الرادون عن الراديوم يصبح الحد $e^{-\lambda t}$ الخاص بـ Po^{218} مساويا 0,001 تقريبا بينما لا يختلف عندئذ الحد $e^{-\lambda t}$ الخاص بالرادون عن الواحد الا بمقدارزهيد ($\sim$ 0,996) . أي انه يكفي مرور نصف ساعة على مزيج الرادون ونواتجه حتى يتفكك هذا المزيج بدور يساوي دور **الرادون** ويكون عندئذ :

$$\frac{N_2(Po^{218})}{N_1(Rn)} = \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} \approx \frac{\lambda_1}{\lambda_2}$$

ومن الممكن تعميم النتائج السابقة . فإذا كان عمر المادة المشعة الام اطول **بكثير** من عمر كافة انسالها فإن هذه الأسرة تسعى نحو حالة توازن ، وعندئذ يتلاشى افرادها بسرعة تلاشي المادة الأم وتكون نشاطات كافة الافراد متساوية :

$$\lambda_1 N_1 = \lambda_2 N_2 = \ldots = \lambda_n N_n \qquad (2-29)$$

أو

$$\frac{N_1}{T_1} = \frac{N_2}{T_2} = \ldots = \frac{N_n}{T_n} \qquad (2-30)$$

مثال : ان دور الراديوم $_{88}Ra^{226}$ هو ١٦٢٠ سنة ويتولد منه على التوالي :

$_{86}Rn^{222}$ (T = ٣٫٨٠ يوما)

$_{84}Po^{218}$ (T = ٣٫٠٥ دقيقة)

$_{82}Pb^{214}$ (T = ٢٦٫٨ دقيقة) الخ . . .

وعندما تتوازن أسرة الراديوم يكون لدينا في حالة وجود **غرام واحد** من الراديوم:

٦٫٤٨٧ × ١٠$^{-٦}$غ من الرادون

٣٫٥٥ × ١٠$^{-٩}$غ من البولونيوم ٢١٨ } تحسب هذه الكتل اعتمادا على العلاقة

٣٠٫٦٢ × ١٠$^{-٩}$غ من الرصاص ٢١٤ } (2 - 14)

ولكل من هذه الأفراد نشاط قدره 1 Ci .

ملاحظة : النشاط الكلي لعينة تضم عدة **نكليدات** مشعة ، في اي لحظة t ، يساوي المجموع $\Sigma \lambda_i N_i (t)$.

٢ ـ ٥ ـ قوانين الانحفاظ في التحولات الاشعاعية

آ) **انحفاظ الشحنة الكهربائية .**

يكون المجموع الجبري للشحنات واحدا في طرفي معادلة التحول .

ب) **انحفاظ عدد النكلونات .**

يبقى هذا العدد ثابتا قبل التحول وبعده، مع امكان تغير عدد البروتونات وبالتالي تغير عدد النترونات .

جـ) **انحفاظ الاندفاع (كمية الحركة) .**

لنفترض انه حدث التفكك :

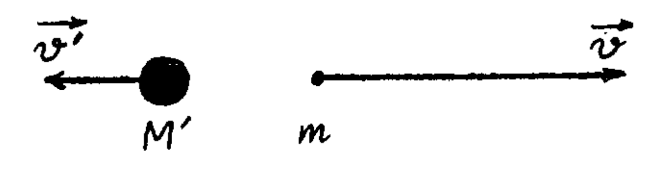
$$X \rightarrow X' + \text{جسيم}$$

فإذا كانت النواة X ساكنة ، كان اندفاع الطرف الايمن معدوما اي :

$$M' \vec{v}' + m \vec{v} = 0$$

حيث m كتلة الجسيم و v سرعته .

ومعنى هذا ان الجسيم والنواة المتبقية يندفعان في اتجاهين متعاكسين . فـإذا كان $m << M'$ ، وهـذه هي الحالة الاكثر شيوعا ، فإن $v << v'$ وتكون بالتـالي الطاقة الحركية للجسيم اكبر بكثـير من الطاقة الحركية للنـواة المتبقية (انظر الشكل ٢ ــ ٥) .



الشكل ٢ ــ ٥

د) **انحفـاظ الطاقـة**

لنفترض حدوث التفكك الآتي :

$X \rightarrow X' +$ فوتون + جسيم

فيعبر عن انحفاظ الطاقة كما يلي :

$$M_0 c^2 = M' c^2 + m c^2 + h\nu$$

$$= (M'_0 c^2 + E'_k) + (m_0 c^2 + E_k) + h\nu$$

حيث يشير الدليل صفر الى الكتلة السكونية ويرمز E'_k الى الطاقة الحركيـة للنواة المتبقية و يرمز E_k الى الطاقة الحركية للجسيم .

يسمى المقدار :

$$(M_0 - M'_0 - m_0) c^2 \equiv Q \qquad (2-31)$$

طاقـة التفكك . ومـن السهـل قياس هـذه الطاقـة ويجـب أن تكـون مسـاوية $E'_k + E_k + h\nu$ وهي كميات قابلة للقياس ايضا . فإذا لم تكن المساواة قائمة كان معنى ذلك ان معادلة التحول (التفكك) كتبت بشكل غير صحيح . وغالبا ما تكون E'_k مهملة امام E_k

مثـــال : في التحول : $_{86}Rn^{222} \rightarrow {}_{84}Po^{218} + {}_{2}He^{4}$

لا يصدر فوتون . ومن قياس الكتل بمطيافها نجـد : $Q = 5,58 \text{ MeV}$ ، فيجب أن يكـون اذن (أستنادا الى امكـان أستخدام الدستور الكلاسيكي للطـاقة الحركية في هذه الحالة) :

$$\tfrac{1}{2} M' v'^2 + \tfrac{1}{2} m v^2 = 5,58 \text{ MeV} \qquad (2-32)$$

ويعطي انحفاظ الاندفاع $v' = \frac{m}{M'} v$

وبوضـع قيمة v' هذه في المعادلة (32 - 2) نجد $Q = E_k^{\alpha} (1 + \frac{m}{M'})$

وبالفعل :

$$\tfrac{1}{2} M' (\frac{m}{M'})^2 v^2 + \tfrac{1}{2} m v^2 = \tfrac{1}{2} m v^2 (1 + \frac{m}{M'}) = 5,58 \text{ MeV}$$

وبمـا ان $\frac{m}{M'} \simeq \frac{4}{218}$ فـإن : $E_k = \tfrac{1}{2} m v^2 = 5,48 \text{ MeV}$

وهي بالفعل القيمة التي نجدها تجريبيا .

هـ) **انحفاظ السبين :** ان للسبين طبيعة عزم الاندفاع ولهذا فإن قيمته ثابتة في جملة معزولة (لأن $\Sigma F_{ext} = 0$)

٢ ـ ٦ ـ أنماط النشاط الإشعاعي

هناك ثلاثة أنماط تحمل الأسماء التالية : α (الفا) ، β (بيتا) ، γ (غاما).

آ ـ النمط α .

ويرافقه غالبا النمط غاما . وهو يحدث على الأغلب في حالة الذرات المشعةالثقيلة الموافقة لـ $Z > 82$ أي في حالة العناصر المشعة الطبيعية وعناصر ما بعد الأورانيوم .

وقد عرف (حتى عام ١٩٦٠) حوالي ١٤٠ نواة ذات نشاط الفا معظمها له $Z > 82$ منها حوالي ٢٥ نواة طبيعية والباقي نوى صنعية .

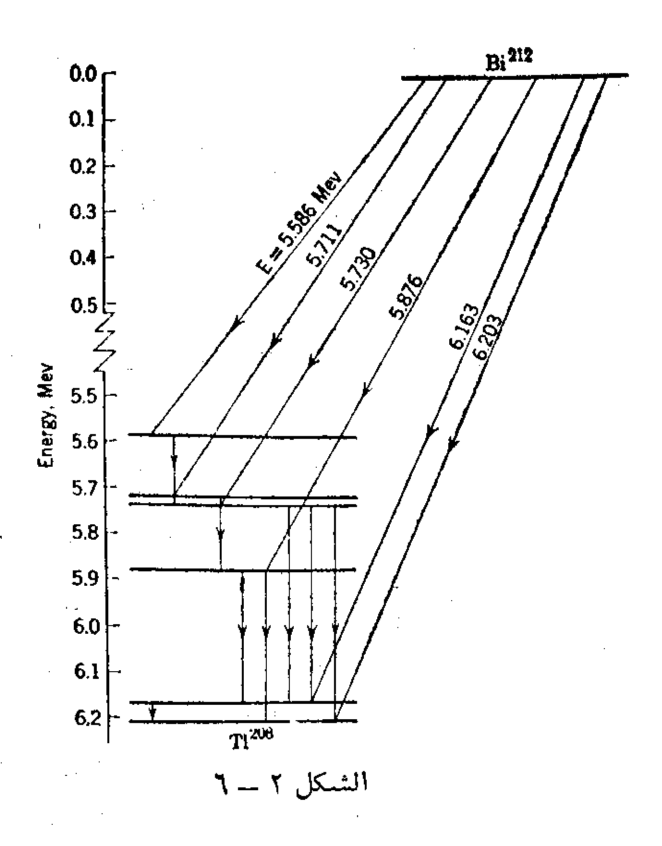
ويتجلى هذا النمط في إصدار النوى المشعة لجسيمات ثقيلة مشحونة ايجابا تسمى جسيمات α . وقد بين رذرفورد بوضوح ان جسيم الفا ليس سوى نواة ذرة الهليوم ولهذا يرمز اليه بـ ${}_2He^4$. ويسمح قانونا انحفاظ عدد النكلونات وانحفاظ الشحنة بكتابة :

$$ {}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-2} Y^{A-4} + {}_2He^4 \qquad (2-33) $$

وتكون النواة Y الناتجة إما غير مستقرة (فيمكنها إصدار جسيم α أو β) وإما مستقرة ، وهذه الأخيرة يمكن ان تكون في حالتها **الأساسية** (مثال ، $Po^{210} \rightarrow Pb^{206} + \alpha$) أو في إحدى حالاتها **المثارة** فتعود الى حالتها الأساسية بإصدار فوتون γ .

ويتميز التفكك الفا فضلا عن الدور T بطاقة التفكك Q اي الطاقة التي يحررها التحول ، وتظهر على شكل طاقة حركية لجسيم α باعتبار ان طاقة ارتداد النواة مهملة غالبا . وعلى هذا فإن طاقة جسيمات α ، في حالة تفكك عنصر بعينه ، **معينة تماما** اذا كانت النواة Y **غير مثارة** ، ويقال عن مثل هذه الجسيمات انهامتساوية الطاقة .

اما اذا كانت النواة المتبقية **مثارة** في سويات مختلفة من الطاقة عوضا عن ان تكون في حالتها الأساسية فإن طاقة التفكك تكون ذات قيم مختلفة . وبوجه عام فإن طيف الفا الطاقي هو طيف خطي . اي تنبثق من العنصر المدروس عدة زمر من جسيمات α لكل زمرة طاقة معينة .



الشكل ٢ ـ ٦

ويمثل الشكل (٢ ـ ٦) رمزيا بعض الحالات المثارة للتنتال Tl^{208} الناجم عن تفكك α بدءا من Bi^{212} الناتج من التوريوم Th . فالخطوط المائلة تمثل قفزات الطاقة المرتبطة بإصدارات مختلفة لجسيمات α . اما الخطوط الشاقولية فتمثل قفزات الطاقة بين سويتين لنواة التنتال وهي قفزات يرافقها إصدار إشعاعات غاما .

وتتراوح الطاقة الحركية لجسيمات α بين اربعة وثمانية MeV في حالة اغلب العناصر وبالتالي تتراوح سرعتها بين ١٤ الف و ٢٠ الف كم/ثا فهي اصغر من $\frac{c}{10}$

ولهذا فإن الصيغة (الكلاسيكية) الاتباعية $\frac{m v^2}{2}$ كافية ولا تستلزم إجراءتصحيح نسبوي .

يتعذر فهم ظاهرة انبعاث جسيمات α في إطار التصورات الاتباعية(الكلاسيكية) . ويشكل المثال التالي افضل إيضاح لما نقول .

من المعروف ان الاورانيوم يصدر جسيمات α بطاقة حركية 4 MeV تقريبا. ولقد ذكرنا ان التابع ، المعبر عن الطاقة الكامنة المتبادلة بين النواة وجسيم مشحون ايجابا بدلالة المسافة بينهما ، له شكل حاجز كموني . ومن الممكن حساب ارتفاع الحاجز الكموني بان نضع في عبارة الطاقة الكامنة $U = \frac{2k(Z-2)e^2}{r}$ عوضا عن r نصف قطر نواة الأورانيوم محسوبا من العلاقة :

$$R = 1,5 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} = 1,5 \cdot 10^{-15} \cdot 238^{1/3} \cong 9 . 10^{-15} \text{ m} \qquad (2-34)$$

فنجد ان هذا الارتفاع يساوي $U_B = 28,8$ MeV ونرى ان ارتفاع الحاجز الكموني للأورانيوم بالنسبة الى جسيمات α اكبر بكثير من الطاقة الحركية E_k^α لجسيمات α المنبعثة من نوى الأورانيوم . اما ان $U_B > E_k^\alpha$ فتعززه الحقيقة التجريبية التالية . ان الطاقة الحركية لجسيمات α المنبعثة من Po^{212} تساوي 8,8 MeV . وقد قذف رذرفورد بجسيمات α هذه نوى الأورانيوم فوجد انها تتبعثر تبعثرا نظاميا على الرغم من اقتراب جسيمات α من نوى الاورانيوم الى مسافة $3 . 10^{-14}$ m . ويشير الطابع النظامي للتبعثر إلى أن الجسيمات لم تدخل بعد منطقة تاثير القوى النووية وبالتالي فإن نصف قطر النواة **أصغر** على اي حال من $3 . 10^{-14}$ m وارتفاع الحاجز الكموني اعلى من 8,8 MeV .

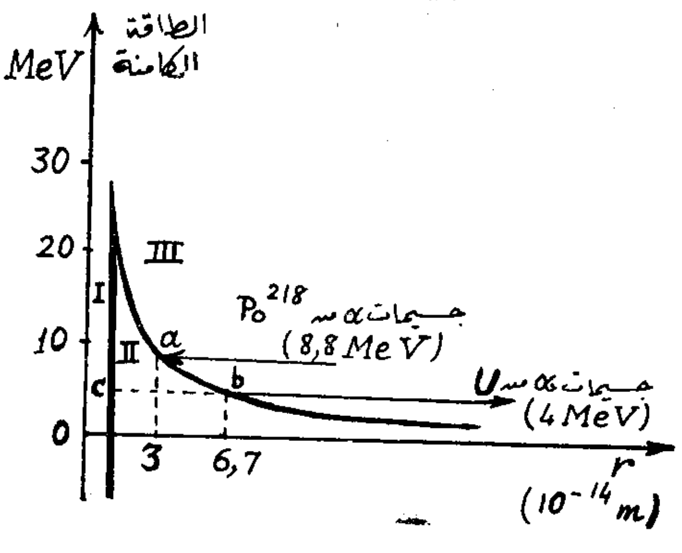
بيد انه بعد هذا الاستنتاج يمتنع فهم الحقيقة التي سبق ذكرها وهي ان الطاقة الحركية لجسيمات α التي يصدرها الاورانيوم **تساوي** 4 MeV **فقط. إذ إن** جسيم α يتسارع مبتعدا عن النواة بفضل قوى كولون . ويكتسب الجسيم طاقة قدرها 4 MeV اذا بدأ حركته من نقطة تبعد عن النواة مسافة $6,7 . 10^{-14}$ m . وبما أن جسيم α ينبثق من نواة الاورانيوم فإن نصف قطر هذه النواة يجب ان يساوي $6,7 . 10^{-14}$ m .

وهكذا توصلنا الى التناقص التالي :

١ ـ تسمح معطيات تبعثر جسيمات α الصادرة من Po^{212} بنوى الاورانيوم باستنتاج ان **نصف قطر نواة الأورانيوم أصغر من** $3 . 10^{-14}$ m .

٢ ــ تسمح قيمة الطاقة الحركية لجسيمات α المنبعثة من الاورانيوم باستنتاج أن **نصف قطر نواة** الاورانيوم يساوي $6,7 . 10^{-14}$ m .

ويوضح الشكل (٢ ــ ٧) هذا التناقض ايضاحا جيدا . وقد مثلت عليه الطاقة الكامنة للجملة : أورانيوم ــ جسيم α . ونرى ان الحاجز الكموني يقسم الفضاء المجاور للنواة الى ثلاث مناطق : الاولى I داخل النواة حيث تؤثر قوى التجاذب النووية . الثانية II ضمن الحاجز الكموني . والثالثة III خارج الحاجز الكموني . فوفقا للتصورات الاتباعية لايستطيع جسيم α الذي طاقته الحركية E_k^{α} أصغر من ارتفاع الحاجز الكموني U_B ، النفوذ من المنطقة الأولى الى الثالثة ، وبالتالي لايمكن تفسير ظهور جسيم α العائد للاورانيوم في النقطة b .



الشكل ٢ ــ ٧

إلا أن الميكانيك الكوانتي يفسر ذلك (Gamow, 1928) . فالجسيم غير متوضع في نقطة واحدة ، ويتعين احتمال وجوده في عنصر الحجم dV بالجداء $\psi\psi^* dV$ حيث ψ هو التابع الموجي الذي يصف حالة الجسيم بتابعية إحداثياته والزمن . ونظرا لاستمرار ψ فإن هذا الاحتمال يختلف عن الصفر حتى في المنطقة الثانية . وعلى هذا فإن الجسيمات الموجودة على السوية c والمتحركة في الاتجاه cb لها احتمال معين في

اختراق الحاجز الكموني . تسمى ظاهرة اختراق الجسيمات للحاجز الكموني « **الأثــر النفقي** » . ويحسب احتمال مرور الجسيم عبر الحاجز الكموني انطـلاقا من معــادلة شرودينغر . وقد تبين ان هذا الاحتمال D (المسمى غالبا **نفوذية الحــاجز الكموني**) يساوي :

$$D = e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m}\int_{r_1}^{r_2}\sqrt{U - E_k^{\alpha}}\,dr} \qquad (2-35)$$

حيث U طاقة الجسيم الكامنة، E_k^{α} طاقته الحركية، m كتلته، h ثابت بلانك، r_1 و r_2 فاصلتا النقطتين c و b على الترتيب .

وفي وسعنا الآن حساب احتمال التفكك اي إصدار جسيم α في خــلال ثانيــة واحدة. فيكفي ضرب D بـ n عددِ تصادمات جسيم α بالحاجز الكموني في الثانية. فإذا اخــذنا :

$$n = \frac{1}{t_0} = \frac{v}{2R} = \sqrt{E_k^{\alpha}/2mR^2} \qquad (2-36)$$

حيث t_0 الزمن الذي يقطع جسيم α في خلاله داخل النواة المسافة $2R$ ؛ v سرعة جسيم α و $2R$ قطر النواة ، نجد احتمال التفكك يساوي :

$$\lambda \sim \sqrt{E_k^{\alpha}/2mR^2}\; e^{-\frac{4\pi}{h}\sqrt{2m}\int_{r_1}^{r_2}\sqrt{U - E_k^{\alpha}}\,dr} \qquad (2-37)$$

تفسر هذه العلاقة تفسيرا جيدا النظاميات التجريبية المتعلقة بالتفكك α وبخاصة تبعية احتمال التفكك الشديدة للطاقة . ويوضح الجدول التالي هذه التبعية :

المادة التي تعاني التفكك α	طاقة جسيمات α بال MeV	احتمال التفكك λ
U I (U^{238})	4	$5 \cdot 10^{-18}$
U II (U^{234})	4,36	$2 \cdot 10^{-14}$
I o (Th^{230}) ionium	4,51	$2{,}9 \cdot 10^{-13}$
Ra	4,68	$1{,}4 \cdot 10^{-11}$
Rn	5,35	$2{,}1 \cdot 10^{-6}$
Ra A (Po^{218})	5,86	$4 \cdot 10^{-3}$
Ra C′ (Po^{214})	7,49	$4{,}54 \cdot 10^{+7}$

وكما نرى فإنه بازدياد طاقة جسيمات α يزداد احتمال التفكك بل يزداد بسرعة كبيرة : فتغير الطاقة بمقدار ١٠ ٪ يزيد احتمال التفكك $\frac{٢ \times ١٠^{-١٤}}{٥ \times ١٠^{-١٨}} = ٤٠٠٠$ مرة!

وعندما $E_k^\alpha < 4\,MeV$ ، $\lambda \approx 0$ ولهذا ليس هناك مادة تصدر جسيمات α بطاقة تقل عن 4 MeV .

وسبب هذا هو ان التابع الأسي (39 - 2) يتوقف بشدة على المقادير الداخلة في الأس اي على التكامل الذي يتوقف بدوره على المقدار ($r_2 - r_1$) المسمى **عرض الحاجز الكموني** ، وعلى ارتفاع الحاجز فوق E_k^α اي على $U_B - E_k^\alpha$. فكلما زاد هذان المقداران نقص احتمال النفوذ عبر الحاجز . وعندما يزداد E_k^α ينقص كلا المقدارين المذكورين فينقص الأس ويزداد λ بشدة نتيجة لذلك . ولاتكشف مقارنة العلاقة (39 - 2) بالمعطيات التجريبية عن اتفاق كيفي فحسب بل وعلى اتفاق كمي جيد أيضا .

ولكن لماذا ينقذف هذا الجسيم دون سواه كالبروتون أو الديتون أو حتى نواة $_3Li^6$ ؟ الجواب هو ان طاقة الارتباط العائدة لجسيم α كبيرة جدا 28,3 MeV .

ويتبع هذا ان الطاقــة المتحررة عنــد مغادرة جسيم α النــواة تكون **عظمى** . ويبين الحسـاب في حالة التوريوم ٢٣٢ مثلا ان طاقة التفكك موجبة فيما يخص إصـــدار α في حين انها سالبة فيما يخص إصدار نظير هدروجيني ما او إصدار نواة الليتيوم .

٢ ـ ٧ ـ النشاط الاشعاعي من النمط بيتا

يتميز هذا النمط بتحولات ايزوبارية (اي يبقى عدد التكلونات ثابتا) مصحـوبة بإصدار الكترونات سالبة أو موجبة .

لتفسير ظاهرة التفكك β^- (علما بأن الالكترون لاينطلق من النواة كما انه لايقتلع من الطبقة الذرية) علينا ان نقبل أن جسيم β^- يتولد **خـارج** النواة نتيجة عمليـات تجري **داخلها** . ولكن ما هي هذه العمليات ؟ يسمح قانونا انحفاظ العدد الكتلي والشحنة بكتابة ما يلي :

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z+1}Y^{A} + {}_{-1}e^{o} \qquad (2-38)$$

ونظرا لثبات العدد الكتلي وازدياد عدد البروتونات واحداً فإن عــدد النترونات ينقص واحدا . وبالتالي يمكن النظر الى التحول β^- الجاري في النواة على انه تحول احد نتروناتها الى بروتون . وتتحرر نتيجة هذا التحول طاقة (وإلا لما حدث ذلك طوعا بل لتطلب تقديم طاقة للنواة) ، يتولد على حسابها الالكترون β^- .

وهكذا فإن التفكك β^- هو تحول نترون الى بروتون ، مصحوب بنشوء الكترون خارج النواة . بيد أن تولد الالكترون لايمكن أن يكون النتيجة الوحيدة لتحول النترون في النواة الى بروتون : اذ لكل من النترون والبروتون والالكترون سبين يساوي النصف ($\frac{\bar{h}}{2}$) . ولو حدث تحول النترون الى بروتون وفق المخطط :

$$n \rightarrow p + e^-$$

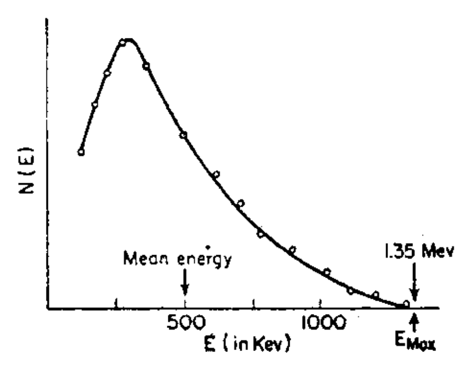
لما كان هناك انحفاظ للسبين . وفي الحقيقة فإن سبين النترون قبل التحول يساوي النصف ، في حين ان السبين الكلي للجسيمين الناشئين عن التفكك ، اي البروتون

والالكترون ، إما ان يساوي الواحد وإما الصفر . ولإزالة التناقض فيما يخص السبين افترض Pauli عام ١٩٣٠ انه ينشأ، فيأثناء التفكك β^- ، جسيمآخر غيرمشحون ولكن له سبين يساوي $\frac{1}{2}$. وقد سمى فرمي هذا الجسيم **نترينو (أي النترون الصغير)** ويرمز اليه بالحرف ν . وعلى هذا تكتب صيغة التحول β^- بالشكل :

$$n \rightarrow p + e^- + \nu \qquad (2-39)$$

ان افتراض تولد النترينو اثناء التحول β^- يزيل الصعوبة المتعلقة بانحفاظ السبين ، كما انه يخلصنا من المشكلة المرتبطة بشكل الطيف β . فنحن نعلم ان طاقة (كتلة) اي نواة مقدار معين تماما . فإذا كانت طاقة النواة قبل التحول ε_1 وكانت طاقة النواة الناشئة بعد التحول ε_2 (علما بأن $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ في حالة التحول الطوعي كما ذكرنا) فإن الفرق $\varepsilon_1 - \varepsilon_2 = E_0$ يجب أن يكون مقدارا معينا تماما من أجل تحول بيتاوي محدد . ولو نشأ أثناء التحول الاشعاعي الكترونات فقط لوجب أن يكون لها جميعا نفس الطاقة E_{max} الا ان التجربة تبين ان الالكترونات الناشئة اثناء التحول β لمادة مشعة معينة لها طيف طاقي مستمر محصور بين الصفر و E_{max}

اي انه لو مثلنا بيانيا بدلالة الطاقة E عدد الالكترونات $N(E)$ ذات الطاقة المحصورة في المجال بين E و $E+\Delta E$ ، (ΔE هنا مقدار صغير وثابت) لحصلنا على منحن مستمر (الشكل ٢ ــ ٨) يبدأ من نقطة على محور الطاقة فاصلتها E_{max} ثم يصعد ليبلغ نهاية عظمى ثم يهبط نحو الصفر . (في حالة النظائر الثقيلة يشوه الحقل الكهراكدي للنواة طيوف β تشويها كبيرا عند قيم الطاقة الصغيرة) .



الشكل ٢ ــ ٨ (خاص بـ K^{40}) . فما سبب الطابع المستمر للطيف β ؟

تتعذر الاجابة عن هذا السؤال اذا افترضنا انه لاينشأ أثناء التحول β سوى

الكترون : فليس مفهوما عندئذ لماذا يكون للالكترونات طاقات مختلفة ، وغير واضح إطلاقاً اين يذهب الفرق $E - E_{max}$ اذا كان الالكترون قد حصل أثناء التفكك β على الطاقة E عوضا عن كامل الطاقة E_{max}

ولكن هذه المشكلة تزول اذا قبلنا انه ينشأ في خلال التحول β الكترون ونترينو معا وتتوزع الطاقة المتحررة عليهما .

وبما ان طيف طاقة الجسيمات β مستمر فإن لتوزع الطاقة بين الالكترون والنترينو طابعا إحصائيا .

فتارة تكون حصة النترينو من طاقة التحول اكبر من حصة الالكترون ، وتارة اخرى يحدث العكس . وفي حالات نادرة تتجمع طاقة التحول بكاملها تقريبا لدى الالكترون وهذا هو سبب وجود القيمة الحدية E_{max} لطيف β^- كما يحدث أحيانا أن تتجمع الطاقة E_{max} لدى النترينو فيكون نصيب الالكترون صغيرا جدا . (من الواضح ان طاقة التحول تساوي المجموع $(m_e c^2 + E_{max})$ ويشير شكل منحني الطيف الى انه غالبا ما يكون نصيب النترينو من طاقة التحول اكبر من نصيب الالكترون .

لقد حلت فرضية النترينو مشكلة انحفاظ السبين ومشكلة الطيف البيتاوي المستمر . إلا ان الحصول على معطيات مباشرة تؤكد وجوده بقي ، ولمدة طويلة ، امراً بعيد المنال . فالنترينو الناشىء اثناء التحول β لايترك اي اثر يسمح بكشفه . والصعوبة هنا ناجمة عن خصائصه : فهو جسيم معتدل كهربائيا ولهذا فإن الحقلين الكهربائي والمغنطيسي للذرات لايؤثران فيه . كما تبين ان كافة المواد شفافة للنترينو وهو ينفذ منها دون أن يؤين ذراتها .

وقد جرت محاولات لقياس كتلة النترينو . فوفقا لقانون انحفاظ الاندفاع يتوقف توزع الطاقة بين الجسيمين الناشئين عند التفكك β على نسبة كتلتيهما . ولهذا يمكن استخلاص معلومات عن كتلة النترينو من شكل الطيف β . وقد سمح تحليل شكل هذا الطيف لعدد من المواد باستنتاج ان كتلة النترينو صغيرة بالنسبة الى كتلة الالكترون . ويمكن القول على أساس شكل الطيف β للتريتيوم H^3 إن كتلة النترينو لاتتعدى

$\frac{١}{٢٠٠٠}$ من كتـلة الالكترون . والامر الاكثر احتمالا هو ان تكـون الكتلة السكونيـة للنترينو مساوية الصفر .

ان لفوتونات الضوء ايضا كتلة سكونية معدومة . الا ان الفوتون والنترينو يختلفان اساسيا في خصائصهما : فسبين الفوتون يساوي الواحد بينما سبين النترينو يساوي $\frac{1}{2}$.

كما ان الفوتونات تتفاعل مـع الالكترونات (اثر كومتن والاثر الفوتوكهربائي) في حين ان النترينو لايتفاعل عمليا مع الالكترونات .

وقد تمكن Cowan و Reines (عام ١٩٥٣) من الحصـول على أول برهـان تجريبي على ان النترينو يستطيع التفاعل مع النوى الذرية محولا البروتون الى نترون. فقد امكن تسجيل تحول عدد من البروتونات الى نترونات أثناء عبور سيل غزير مـن النترينو (ناشىء ضمن المفاعل النووي) للهدروجين . إن كشف اثر النترينو هذا يجعل فرضية نشوء النترينو في خلال التحول β موثوقة .

لنذكر اخـيرا ان الطاقة المتحررة في أثنـاء التحول β تتراوح بـين 18,6 keV ($H^3 \rightarrow He^3$) و 13,4 MeV ($B^{12} \rightarrow C^{12}$) . ولهذا فإن سرعة جسيمات β تتراوح بـين $\frac{c}{4}$ و $\frac{999\ c}{1000}$. اما ادوار التحولات β فمحصـورة في مجـال زمني عريض يتراوح بين ٢ر٥ × ١٠^-٢^ ثانية (B^{12}) و ٤ × ١٠^١٢^ سنة (Re^{187}) .

ملاحظة : ذكرنا في المعادلة (39 - 2) انه يتشكل في أثناء التحول β^- نترينو . وقـد تبين انه يتشكل في الحقيقة نترينو مضاد $\bar{\nu}$. والفرق بينهما هو أن السبين والاندفاع متعاكسان في النترينو ومتفقان في الجهة في النترينو المضاد .

٢ ــ ٨ ــ النشاط الاشعاعي من النمط غاما .

لا نصادف بين المواد الطبيعية المشعة مادة تطلق اشعة غاما فقط . الا ان اشعـة غاما تصاحب غالبا التحولات الفا وبيتا ، الأمر الذي يسمح باستنتـاج انـه في أثنـاء

التحولات الاشعاعية يكون إشعاع γ عملية ثانوية . وقد أمكن البرهان بتجارب مباشرة انه في عدد من التحولات الاشعاعية لا تنطلق أشعة γ من المادة المشعة نفسها بل من النواة المتشكلة نتيجة التحول الإشعاعي وفور تشكلها .

لا يتغير تركيب النواة أثناء انطلاق أشعة γ ، فيبقى العدد الكتلي وشحنة النواة على حالهما . وبما ان أشعة γ تحمل طاقة فإن اشعاعها يغير طاقة النواة . وبالتالي فإن وجود اشعاع γ يشير الى إمكان وجود النوى فيحالات ذات فائض طاقي . ومن المألوف تسمية هذه الحالات « الحالات المثارة » . وكما ان الذرات عند انتقالها من حالة مثارة الى حالتها الطبيعية (الأساسية) [أو الى حالة مثارة اخرى ذات طاقة إثارة اقل] تطلق طاقة على هيئة كوانت ضوئي كذلك فإن النوى عند انتقالها من حالة مثارة الى حالتها الطبيعية تحرر طاقة على هيئة كوانت غاما .

ومن المهم جدا بيان طابع طيف إشعاع γ : هل هو منفصل أم متصل ؟ وقد بين قياس طاقة كوانتات غاما ان طيف أشعة γ له في جميع الأحوال طابع خطي أي يتألف من مجموعات من الكوانتات **المحددة الطاقة** . وهذا يعني ان طاقة النوى في الحالات المثارة ليست اختيارية ولا تستطيع ان تأخذ سوى قيم محددة . ان انقطاع طاقة الاثارة هو السمة المميزة للجمل الكوانتية . ولهذا فإن نشوء طيف خطي لإشعاع γ اثناء التحولات الإشعاعية يشير الى ان حركة الجسيمات في النواة تخضع للقوانين الكوانتية .

٢ ــ ٩ ــ الانقلاب الداخلي

ذكرنا ان النوى المثارة يمكن ان تعود الى حالتها الأساسية مصدرة كوانتات γ إلا ان طاقة الإثارة يمكن ان تتحرر بطريقة اخرى تسمى **الانقلاب الداخلي إذ** تنتقل هذه الطاقة مباشرة من النواة الى الكترون مداري فينقذف الى خارج الذرة . ويمتلىء الشاغر الناشىء في الطبقة الالكترونية الداخلية بإلكترون من طبقة خارجية وتصدر الذرة عندئذ فوتونا سينيا مميزا .

يستهلك جزء من طاقة اثارة النواة ، أثناء الانقلاب الداخلي ، في كسر الرابطة بين الالكترون والنواة (أي طاقة ارتباط الالكترون بالذرة ε_e) ويتحول الجزء الباقي الى طاقة حركية للالكترون E_k :

$$W_{ex} = \varepsilon_e + E_k$$

وبما ان طاقة اثارة النواة ، وكذا طاقة ارتباط الالكترون بكل طبقة ذرية ، لها قيمة **محددة تماما** فإن للالكترونات التي يقذفها الانقلاب الداخلي طاقات ذات قيم معينة **ومنفصلة** (غير متصلة !) . ومن هذه الناحية يختلف التفكك β^- ، ذو الطيف المتصل، اختلافا كبيرا عن « أشعة β » التي يولدها الانقلاب الداخلي .

ويعطي الجدول الآتي الطيف الطاقي المنفصل لالكترونات الانقلاب الداخلي المشاهدة أثناء التفكك المشع $Pb^{214} \xrightarrow{\beta^-} Bi^{214}$. تتشكل النواة الناتجة

طاقة الالكترون E_k , MeV	الطبقة الالكترونية	طاقة ارتباط الالكترون ε_e , MeV	طاقة الكوانت E_γ , MeV
0,0368	L	0,0161	0,0529
0,1510	K	0,0887	0,240
0,1617	K	0,0887	0,257
0,2041	K	0,0887	0,293
0,2605	K	0,0887	0,350

Bi^{214} في حالات مثارة . ويعود بعض النوى المثارة الى الحالة الأساسية بالانقلاب الداخلي ، ويعود بعضها الآخر بإصدار كوانتات γ . ان المقادير E_k ، ε_e و E_γ يمكن قياسها . ونرى أن مجموع الطاقتين $E_k + \varepsilon_e$ (العمودان الأول والثالث بدءا من اليسار) قريب من طاقة كوانتات γ (العمود الرابع) وهذا ما يؤكد الأصل الانقلابي للالكترونات .

٢ ــ ١٠ ــ الإيزوميرية النووية

النوى الايزوميرية هي نوى لها العدد الذري نفسه والعدد الكتلي ذاته ولكنها تختلف في الحالات الطاقية . وتتشكل الايزوميرات في اثناء التفكك β أو في التفاعلات

النووية . وكان الكيميائي الالماني هان Hahn أول من اكتشفها في سنة ١٩٢١ . فقد لاحظ بين نواتج التفكك β لـ Th^{234} ايزوميرين للبروتكتينيوم عمراهما النصفيان ٦,٧ ساعة و ١,٢٢ دقيقة :

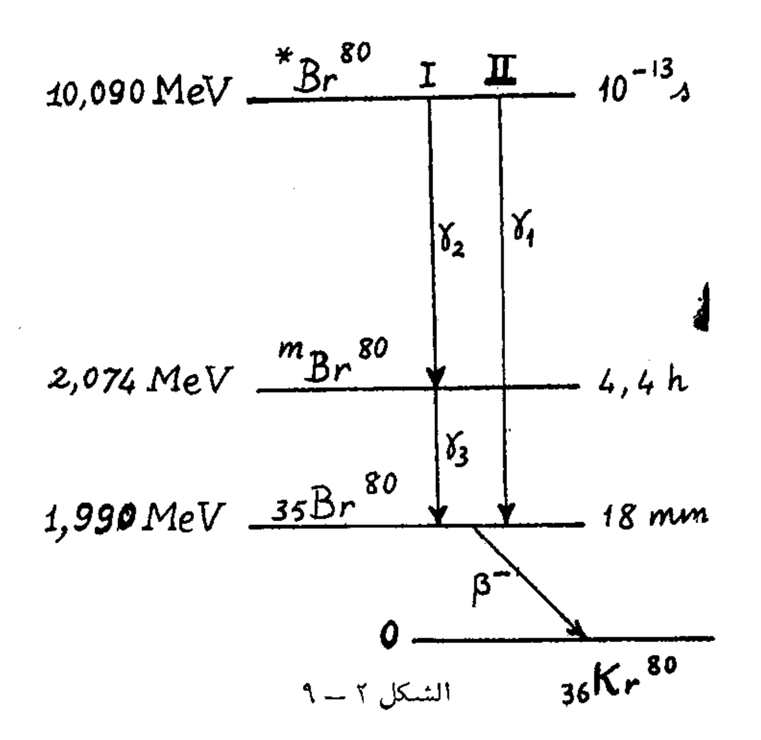
$$ {}_{90}Th^{234} \begin{cases} \nearrow \beta^- + \bar{\nu} + {}_{91}Pa^{234} \\ \searrow \beta^- + \bar{\nu} + {}_{91}^{m}Pa^{234} \end{cases} $$

(الحرف m هو من كلمة metastable التي تعني شبه مستقر) .

واكتشف الفيزيائي كرشاتوف (في سنة ١٩٣٥) إيزوميري البروم عندما قذف البروم العادي بالنترونات فحدث التفاعل :

$$ {}_{35}Br^{79} + n \rightarrow {}_{35}\overset{*}{Br}{}^{80} $$

وتشكلت نواة البروم ٨٠ في حالة **مثارة** (وهذا ما تشير اليه النجمة) . واذا كانت طاقة النترون قريبة من الصفر كانت طاقة الاثارة مساوية طاقة ارتباط النترون بالنواة Br^{80} . ان جزءا من النوى المثارة يصدر كوانتات γ (الشكل ٢ ـ ٩ ـ I)



الشكل ٢ ـ ٩

وينتقل الى سوية شبه مستقرة في حين ينتقل الجزء الآخر الى الحالة الاساسية (الشكل ٢ ـ ٩ ـ II) . إن دور الإيزومير Br^{80} يساوي ١٨ دقيقة ولهذا تتلاشى نواة في وقت قصير نسبيا . اما النواة شبه المستقرة $^{m}Br^{80}$ فهناك طريقتان تتنافسان في تخليصها من طاقة الإثارة ودور كل منهما ٤,٤ ساعة . هاتان الطريقتان هما التفكك γ : ($^{m}Br^{80} \rightarrow \gamma + Br^{80}$) والانقلاب الداخلي ($^{m}Br^{80} \rightarrow e + Br^{80}$) . ويشاهد تجريبيا عقب القذف النتروني تفكك $\beta-$ من السوية الأساسية (بدور قدره ١٨ دقيقة) ويكون هو الراجح . وبمرور الزمن يصبح عدد النوى في السوية الاساسية في حالة توازن انتقالي مع عدد النوى في السوية شبه المستقرة ويغدو دور التفكك $\beta-$ مساويا ٤,٤ ساعة .

٢ ـ ١١ ـ النشاط الإشعاعي للنترون .

أوصلتنا دراسة التحول $\beta-$ الى تقرير حقيقتين مهمتين :

١) وجود النترينو

٢) امكان تحول النترون الى بروتون .

ومن الطبيعي هنا ان نتساءل : الا يحدث تحول مماثل للنترونات الحرة ؟ فإذا افلحنا في ملاحظة تحول كهذا تعزز تفسير ظاهرة التفكك $\beta-$ وتأكد افتراض تحول جسيم نووي الى جسيم آخر .

لنبدأ بالإجابة عن السؤال التالي : هل يستطيع النترون ان يتحول طوعا الى بروتون ؟ إذ عند التفكك تتحرر طاقة اي ان طاقة النواة الأم اكبر من طاقة النواة البنت . فهل لدى النترون فائض من الطاقة ؟ لنقارن كتلة النترون بكتل الجسيمات التي يجب أن تنشأ عند تحوله وهي البروتون والالكترون والنترينو . ان الكتلة السكونية للنترينو معدومة ، بينما كتلة البروتون والالكترون معا تساوي كتلة ذرة الهدروجين اي 1,007 825 u . اما كتلة النترون فهي 1,008 665 u اي أكبر من كتلة ذرة الهدروجين بـ $8,41 . 10^{-4}$ u ولهذا فإن تحول النترون الى بروتون ممكن من وجهة نظر الطاقة ، ويجب ان تتحرر في اثناء هذا التحول طاقة قدرها

$8,41 . 10^{-4} \times 931 \cong 0,78\ MeV$ تتوزع فيما بين الالكترون والنترينو . وبما أن كل جملة ذات فائض طاقي تسعى للانتقال الى حالة تكون طاقتها فيهـا أصغرية فـإن تحول النترون الى بروتون يجب ان يحدث وباحتمال معين λ (في وحدة الزمن) .

الا ان ملاحظة التحول الاشعاعي للنترونات الحرة ليست بالأمر السهل : وفـي الحقيقة فإن النترونات لاتوجد في الحالة الحـرة الا في خـلال زمن قصـير اذ يتحرك النترون « المحرّر » من النواة الى ان يلتقي بنواة أخرى تبتلعـه . ونتيجة لهذا ليس في وسعنا ملاحظته في الحالة الحرة الا في أثناء حركته من النواة التي انطلق منها الى النواة التي تأسره . وحتى لو كانت الطاقة الحركية للنترون صغيرة جدا ومساوية طاقة الحركة الحرارية (النترونات الحرارية اي البطيئة) فإنه يبقى حراً مدة 10^{-4} ثانيـة تقريبا يقطع خلالها حوالي عشرين سنتمترا ، ويجب أن نتدبر أمرنا في غضون ذلك لاكتشـاف تفككه الإشعاعي . وبما ان هذا التفكك لايحدث لكافة النترونات في نفس اللحظة (مـن أصل N نترونا يتفكك خلال ثانية λN نترونا فقط) فإنه يلزمنا ، اذا كان λ صغيرا ، سيل غزير من النترونات . وبالفعل لم يكتشـف التفكك الاشعاعي للنترون إلا بعد ظهور المفاعلات النووية التي تولد تدفقا نترونيا يمكن أن تبلغ كثافته 10^{12} /ثا . سم٢ ، وقد حدث ذلك لأول مرة عام ١٩٥٠ . فتبـين أن دور تفكك النترون يساوي ١٣ دقيقـة تقريبا ، وأن للالكترونات المتولدة عند هذا التفكك طيفا طاقيـا مستمرا لـه الشكل المألـوف .

ان لاكتشـاف النشـاط الاشعاعي للنترون أهمية علمية بالغة : فهو يؤيد الفرضية المذكورة والقائلة ان التفكك β هو نتيجة تحول النترون ضمن النـواة الى بروتون . وان كان هذا لايعني ان نترونات النـواة يجب أن تتفكك دوما كمـا سنرى في الفقرة التاليـة .

٢ ــ ١٢ ــ النشاط الاشعاعي الصنعي

بينا ان جوهر التفكك β^- هو تحول النترون الى بروتون . ويحـدث هذا اذا كانت طاقة النواة الأصلية ${}_{Z}X^{A}$ اكبر من مجموع طاقتي النواة المتولدة ${}_{Z+1}Y^{A}$ والالكترون . وكنا قد ذكرنا ان النوى التي يحقق تركيبها الشرط :

$$Z_s = \frac{A}{1,98 + 0,015\, A^{2/3}}$$

تتمتع بحد أدنى من الطاقة . وفي هذه النوى يكون :

$$N_s = A - Z_s = A\left(1 - \frac{1}{1,98 + 0,015\, A^{2/3}}\right)$$

وبالتالي :

$$\frac{N_s}{Z_s} = 0,98 + 0,015\, A^{2/3} \qquad (2 - 40)$$

من الواضح ان النوى التي تحوي نترونات اكثر مما تعطيه العلاقة (40 - 2) لديها فائض من الطاقة وتسعى هذه النوى لتصغير عـدد النترونات ، وبالتالي زيادة عـدد البروتونات ، لتسعى طاقتها الى الحد الأدنى .

وعلى هذا فإن النظائر المشعة لـ β^- هي تلك النوى التي لديها فائض نتروني . ويبين هذا الاستنتاج ان النشاط الاشعاعي ليس مقصورا على العناصـر الثقيـلة . فنوى العناصر الخفيفة ايضا يمكن ان تكون مشعة اذا احتوت على فائض نتروني . ان نوى العناصر الخفيفة الموجودة في الطبيعة تحقق العلاقة (40 - 2) ولهذا فهيمستقرة ولا تبدل شكلها مهما طال عليها الزمن . ولجعل النـوى الخفيفة مشعة ينبغي تغيير تركيبها المستقر بزيادة كمية النترونات مثلا . وقد تبين انه من الممكـن تحقيق ذلـك بتعريض نوى النظائر المستقرة لتأثير ايونات الهدروجين او الديتريوم (الهدروجـين الثقيـل) أو الهليوم ، ذات الطاقة الحركية الكبيرة . فتستطيع ايونات كهذه التغلب على القوى الكولونية واجتياز الحاجز الكموني المحيط بالنواة لتنفذ الى قلبها . عندئذ يتغير تركيب النواة : إذ يتغير العدد الكلي للجسيمات (العـدد الكتلي A) وكذلـك النسبة $\frac{N}{Z}$

فلو قذفنا مثلا نوى النظير المستقر الطبيعي للألمنيوم Al^{27} بالديتونات لحصلنـا على نوى النظير Al^{28} التي تساوي النسبة N/Z فيها 1,154 بينما بموجب (40 - 2)

هذه النسبة ، لنواة **مستقرة** عددها الكتلي ٢٨ ، تساوي 1,118 . وبالتالي فإن لدى نـوى Al^{28} فائضا نترونيا (بالنسبة الى البروتونات) ويجب ان تكون لها خصائص إشعاعيـة . وبالفعل تدل التجربة على ان نـوى Al^{28} تصدر إشعـاع $\beta-$ حسب المخطط :

$$ {}_{13}\overset{*}{Al}{}^{28} \rightarrow {}_{14}Si^{28} + e^- + \bar{\nu} \qquad (2-41) $$

ولو قذفنا نـوى البور ${}_5B^{11}$ بجسيمات α ذات طاقة حركيـة كافية لنشأت نوى تصدر إشعاع $\beta-$ وهي نوى النظير ${}_6C^{14}$ التي تساوي النسبة N/Z فيها ١,٣٣ بينما في النوى ذات العدد الكتلي ١٤ يوافق الحد الأدنى من الطاقـة القيمـة ١,٠٦٧ للنسبة N/Z .

وهكذا نجد انه يمكن صنع نوى نشيطة إشعاعيا . ويكفي لذلـك خلق فـائض نتروني فنحصل على نوى تطلق إشعاع $\beta-$.

الا أننا نجد من شرط الحد الأدنى للطاقة ان فائض الطاقة موجود ليس فقط في النوى التي من اجلها $\frac{N}{Z} > \frac{N_s}{Z_s}$ بل وفي النـوى التي تحقق المتراجحة $\frac{N}{Z} < \frac{N_s}{Z_s}$ اي التي لديها فائض بروتوني . ولكي تنقلب الى نوى مستقرة يجب أن تتفكك اشعاعيا ويتحول احد بروتوناتها الى نترون . وتقع النواة البنت في جدول مندلييف قبل النواة الأم مباشرة .

لنرمز الى هذا التحول كما يلي :

$$ {}_1p^1 \rightarrow {}_0n^1 \qquad (2-42) $$

ولنذكر انه **لم يشاهد بين التحولات الاشعاعية الطبيعية** .

ولكن هل التحول (42 - 2) ممكن ؟ بما ان كتلة البروتون أصغر من كتلة النترون فإنه يستحيل ان يتحول البروتون طوعا وهو في حالته الحرة ، خارج النوى الذرية ، الى نترون .

اما داخل النوى فيمكن لهذا التحول ، من وجهة نظر الطاقة ، ان يتحقق : فإذا كانت النواة فقيرة بالنترونات فإن تحول احد بروتوناتهـا إلى نترون يصاحبـه تحرر طاقة . ولكن كيف تتجلى هذه الطاقة وبعبارة اخرى ما هي الجسيمات التي تتولـد خارج النواة نتيجة هذا التحول ؟

ان بقـاء العدد الكتلي ثابتا أثناء تحـول البروتون الى نترون يعني ان النـواة لا تطلق جسيمات نووية . ثم إن قانون انحفاظ الشحنة الكهربائية يتطلب ان ينشـأ خـلال التحول (2 - 42) جسيم مشحون إيجابا . ونظرا لثبات العدد الكتلي للنـواة فإن العدد الكتلي لهذا الجسيم يجب أن يساوي الصفر ، أي ان كتـلة هذا الجسيم يجب ان تكون صغيرة بالنسبة الى كتلة البروتون .

ان وجود جسيمات مشحونة ايجابا وذات كتلة تساوي كتلة الالكترون ، قـد اكتشف في الطبيعة قبل سنتين من ظهور نظرية التفكك β . وذلـك ضمن ما يسمى « الاشعة الكونيـة » (اندرسون ١٩٣٢) وسميت هـذه الجسيمات بوزيترونات أو الكترونات موجبة .

ومن الشائع تسمية التحول الإشعاعي الذي يرافقه إشعاع بوزيتروني التحول $\beta+$. وقد اكتشف هذا النمط الاشعاعي الزوجان جوليو ــ كوري عام ١٩٣٣ بقذف نوى البور والمغنزيوم والألمنيوم بجسيمات α فحصلا على النوى المشعة للنظائر التالية على الترتيب $_{7}\overset{*}{N}^{13}$ و $_{14}\overset{*}{Si}^{27}$ و $_{15}\overset{*}{P}^{30}$ والتي تطلق عند تفككها الكترونات موجبـة $\beta+$ ، ذلك ان العدد النسبي للنترونات في النوى المذكورة غير كبير : فهو $N/Z = 1$ فـي P^{30} و $N/Z < 1$ في N^{13} و Si^{27} وبالتالي لدى هذه النوى فائض بروتوني.

الا ان تولد البوزترون لا يمكن ان يكون النتيجة الوحيدة لتحول البروتون فـي النواة الى نترون . فالبوزترون كالالكترون له سبين يساوي $\frac{1}{2}$. وعلينا ان نتوقع ، انسجاما مع قانون انحفاظ السبين ، ظهور جسيم معتدل ذي سبين = $\frac{1}{2}$. وهـذا الجسيم هو ، كما نعلم ، النترينو . ونمثل التحول $\beta+$ بالمخطط :

$$_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + \beta^{+} + \nu \qquad (2-43)$$

ويتأكد نشــوء النترينو اثناء التحول من التــوزع الطاقي لبوزترونات التفكك . فطيف البوزترونات يشبه طيف الالكترونات من حيث استمراره ووجود قيمة حدية E_{max} .

٢ ــ ١٣ ــ شكل آخر للنشاط الاشعاعي من النمط β : أَسْر الالكترون K

ذكرنا ان النوى ذات الفائض البروتوني $\frac{N}{Z} < \frac{N_s}{Z_s}$ نشيطة اشعاعيا وتعاني تحولا من الطراز (42 - 2) اي يتحول احد بروتونات النــواة الى نترون ويتولد عــلى حساب طاقة التحول المتحررة ، بوزترون ونترينو . إلا ان تحول البروتون الى نترون لايصاحبه بالضرورة نشوء بوزترون ونتريتو . وقد تنبأ يوكاوا Yukawa نظريابحدوث عملية اخرى تحقق مطلب انحفاظ الشحنة الكهربائية ، ولكن ليس على اساس ولادة جسيم جديد بل بفضل اختفاء جسيم موجود . وبالفعل في وسعنا أن نفترض انه فــي الوقت الذي يتحول فيه بروتون الى نترون (وعندئذ تختفي شحنة موجبــة) يختفي احد الكترونات الطبقة الذرية اي تختفي في آن واحد شحنتان موجبة وسالبة ويبقى قانون انحفاظ الشحنة سائدا . ويكون مخطط هذا التحول :

$$ {}_{Z}X^{A} + {}_{-1}e^{o} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} \qquad (2-44) $$

اي يبقى عدد النكلونات ثابتا وهذا ما يميز كافة التحولات β .

ان جوهر التحول (44 - 2) هو :

$$ {}_{1}p^{1} + {}_{-1}e^{o} \rightarrow {}_{0}n^{1} \qquad (2-45) $$

لنلاحظ ان التحول (45 - 2) يبدو كما لو أن احد الكترونات الطبقة الذرية قــد وقع في اسر احد بروتونات النواة فانقلب الاخير الى نترون . ان هــذا الانطباع هــو سبب نشوء المصطلح المستخدم للاشارة الى الظاهرة (44 - 2) وهو « أسر الكترون من الطبقة الذرية » . مع انه لايوجد في الحقيقة لا أَسْر ولا أسير ، ولا يدخل الالكترون

النواة بل يتلاشى كما هو بسبب التحول (45 - 2) . إلا ان هذا التلاشي لايمكن أن يكون النتيجة الوحيدة للتحول $n \rightarrow p$: فالعلاقة (45 - 2) لاتحقق انحفاظ السبين وعلينا أن نقبل بنشوء النترينو فيغدو مخطط ظاهرة « أسر الالكترون الذري» كما يلي :

$$_{Z}X^{A} + {}_{-1}e^{0} \rightarrow {}_{Z-1}Y^{A} + \nu \qquad (2-46)$$

والخلاصة فإن النوى ذات الفائض البروتوني يمكن ان تتحول بأحد الطريقين :

١) إطلاق بوزترون ونترينو (التحول $\beta+$) .

٢) تلاشي الكترون من الطبقة الذرية وإطلاق نترينو .

ولقد اوردنا امثلة على التحول $\beta+$ (N^{13} ، Si^{27} ، P^{30}) . فهل يحدث التحول في الطبيعة بسلوك الطريق الثاني ؟

إن مشاهدة تلاشي الالكترون ليست بالأمر الهين . فنحن نحكم على حدوث التحولات الاشعاعية من إصدار جسيم ما : α ، $\beta-$ ، $\beta+$. أما عند تلاشي الالكترون فلا تصدر جسيمات مشحونة ، بل ينطلق النترينو فقط وهو الذي لايمكن كشفه مباشرة وانما نحكم على وجوده بأمارات غير مباشرة كانحفاظ الطاقة والسبين. وللتأكد من حدوث تلاشي الالكترون نستفيد مما يلي . إن الكترونات الطبقة K هي الأقرب الى النّواة ولهذا فإن احتمال« اختطاف » واحد منها هو الأكبر ويحمل اسم « اسر الالكترون K » . وإذا حدث هذا « الأسر »في العنصر Z شغَر مكان في الطبقة K على الرغم من ان العدد الكلي للالكترونات في الذرة Z - 1 هو نفسه كما في الذرة Z - 1 العادية ، الا ان ترتيب هذه الالكترونات وفق الحالات غير صحيح فينتقل أحد الالكترونات من طبقة اعلى الى الطبقة K ويصدر نتيجة لذلك **كوانت سيني** يميز العنصر ذا الرقم الذري Z - 1 . وبفضل ظهور هذا الاشعاع السيني المميز برهن Alvarez عام ١٩٣٨ تجريبيا على حدوث « أسر الالكترون » .

لقـد بينت دراسة تحولات النـوى ذات الفائض البروتوني ان اسْـر (تلاشي) الالكترون K كثيرا ما يحصل ولكن غالبا ما تحدث الظـاهرتان أي إصدار البوزترون وأسـر الالكترون K بمعنى ان قسما من نـوى العنصر المـدروس يتحول مصـدرا بوزترونات بينما يتحول القسم الآخر عن طريق اسر الالكترون K . وفي بعض الحالات يرجح الإصدار البوزتروني ، وفي حالات اخرى يتساوى احتمال حدوث الظاهرتين . فمثلا يتحول نصف نوى الفاناديوم الى تيتانيوم وفق المخطط :

$$_{23}V^{48} \rightarrow {}_{22}Ti^{48} + e^{+} + \nu$$

ويتحول النصف الآخر حسب المخطط :

$$V^{48} + e^{-} \rightarrow Ti^{48} + \nu$$

وهناك نوى لا تتحول الا عن طريق اسر الالكترون K مثل النواة $_4Be^7$ التـي تتحول الى $_3Li^7$ المستقر . وقد استخدمت حالة « الأسر الالكتروني الصافي » هذه للتثبت مـن نشوء النترينو . فبما ان النترينو يحمـل طاقة فـإن نواة Li^7 يجب ان ترتد . ومن وجود هذا الارتداد يمكن الحكم على انبعاث النترينو . وقد اكدت المعطيات التجريبية وجود ارتداد نـوى Li^7 فأيدت بالتالي حقيقة انطلاق النترينو . لنذكر أخيرا ان احتمال أسر الالكترون L اصغر بمئة مرة من احتمال أسر الالكترون K .

امـا أدوار التحـول عـن طريق اسـر الالكترون K فتتراوح بـين الشـواني ($_{49}In^{114}$ ، $T = 72\ s$) ومئات ملايين السنين ($_{19}K^{40}$ ، $T = 1,32 . 10^9\ yr$) .

ملاحظة : في بعض الاحـوال لايظهر الاشعـاع السيني المميز ، أو يظهر ضعيفا وتلاحظ في الوقت نفسـه عدة مجموعات الكترونية **وحيدة الطاقة** منبثقة مـن الذرات المدروسة تسمى الكترونات أوجيه Auger . ويفسَّر ظهورها بأنه اثر فوتو كهربـائي داخلي ناجم عن تصادم الفوتون السيني الذي يلي عادةً أسـر الالكترون K بإلكترون مداري من الذرة نفسـها .

٢ ـ ١٤ ـ استقرار النوى بالنسبة الى التفكك الإشعاعي .

تبين العلاقة (29 - 1) التي تحدد النوى ذات الطاقة الدنيا ان كل قيمة لـ A تقابلها قيمة معينة لـ Z . وهـذا يعني انه عندما يتحدد A يجب ان تكون النـواة المستقرة ذات تركيب واحد فقط . إلا ان الأمر في الواقع خلاف هذا . فنحن نعلم ان هناك ايزوبارات اي بضـع نـوى مستقرة لها قيمة معينة لـ A . ولتفسير وجـود الايزوبارات المستقرة هـذه علينا ان ننظر في شـروط الاستقرار بالنسبة الى مختلف انماط التفكك .

آ ـ الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- .

ليكن M_z كتلة النواة الأم وليكن M_{z+1} كتلة النواة البنت وليكن m_e كتـلة الالكترون . ان التفكك β^- لايحدث إلا إذا تحقق الشرط :

$$M_z > M_{z+1} + m_e \qquad (2-47)$$

أما إذا كان :

$$M_z - M_{z+1} - m_e \leqslant 0$$

فإن النواة M_z لا تستطيع ان تعاني التحول β^- اي تكون مستقرة بالنسبـة الى التفكك β^- وبموجب المعادلة (27 - 1) التي تعطي طاقة النواة ، نكتب :

$$M_z = (A-Z)\,m_n + Z\,m_H - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + + a_5 - Z\,m_e \;,$$

$$M_{Z+1} = (A-Z-1)m_n + (Z+1)\,m_H - a_1 A + a_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A-2Z-2)^2}{A} +$$

$$+ a_4 \frac{(Z+1)^2}{A^{1/3}} + a'_5 - (Z+1)m_e ,$$

$$M_Z - M_{Z+1} - m_e = m_n - m_H + 4 a_3 \frac{A-2Z-1}{A} -$$

$$- a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} + a_5 - a'_5 ,$$

حيث m_H كتلة ذرة الهدروجين .

ان لشرط استقرار النوى بالنسبة الى التفكك β^- شكلا يختلف حسبما يكون $(N-Z)$ فرديا أو زوجيا . فإذا كان $(N-Z)$ **فرديا** كان $a_5 = a'_5 = 0$ لأن كلا من النواتين الأم والبنت تكون فردية ـ زوجية (A فردي) . وبالفعل اذا كان Z في النواة M_Z زوجيا كان N فرديا . اما في النواة البنت M_{Z+1} فعلى العكس يكون Z فرديا و N زوجيا . وفي كلتا الحالتين $a_6 = 0$. ولهذا فإن شرط الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- يكون في هذه الحالة :

$$m_n - m_H + 4 a_3 \frac{A-2Z-1}{A} - a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} \leqslant 0 , \qquad (2-48)$$

بيد أن $A-2Z = N-Z = \Delta N$ هو **العدد النظيري**[1] الذي يبين مقدار زيادة عدد النترونات في النواة على عدد البروتونات . ينتج من (2-48) انه في حالة النوى المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- يكون :

$$\Delta N \leqslant 1 + \frac{A}{4 a_3} \left[a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] \qquad (2-49)$$

---

١) بما أن $A = 2Z + \Delta N$ فإن A و ΔN يكونان زوجيين معا أو فرديين معا .

وعندما يكون عدد الجسيمات A في النواة **صغيرا** فإن الحد الثاني في (49 - 2) يصير صغيرا بمقارنته بالواحد . ولهذا عندما يكون A صغيرا فإن النوى المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- هي تلك التي لاتتعدى فيها زيادة النترونات على البروتونات الواحد . فاذا كبر A فإن النوى المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- هي التي يكون فائض النترونات فيها أكبر من الواحد . فمثلا عندما $A = 37$ تكون النواة المستقرة بالنسبة الى التفكك β^- ذات فائض نتروني $\triangle N = 3$ (1) . وفي حالة $A = 55$ فإن النوى المستقرة هي التي يقابلها $\triangle N = 5$ وهكذا .

ان الشرط (49 - 2) هو شرط استقرار النظائر ذات العدد النظيري الفردي $N - Z = \triangle N$. أما في حالة **العدد النظيري الزوجي** فإن شرط الاستقرار يكون اكثر تعقيدا . وهنا يجب أن نميز حالتين :

الأولى : Z فردي . عندئذ يكون N ايضا فرديا لأن N - Z عدد زوجي . وهذا يعني أن النواة الأم فردية ـ فردية . ولهذه النوى يكون $a_5 = 0{,}009/A^{1/2}$. اما النواة البنت المتشكلة نتيجة التفكك β^- ففيها يزداد عدد البروتونات واحدا وينقص عدد النترونات واحدا ، أي ان النواة البنت زوجية ـ زوجية . ولهذه النوى يكون $a_5 = -0{,}009/A^{1/2}$. ففي هذه الحالة يكون شرط استقرار النوى بالنسبة الى التفكك β^- هو :

$$\triangle N \leqslant 1 + \frac{A}{4\,a_3}\left[\, a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H)\,\right] - \frac{2\,a_5}{4\,a_3}\,A \qquad (2 - 50)$$

الثانية : Z زوجي . عندئذ N ايضا يكون زوجيا لأن $N - Z$ زوجي . وتكون النواة الأم زوجية ـ زوجية بينما النواة البنت الناشئة نتيجة التحول β^- فردية ـ فردية . ان شرط استقرار نوى كهذه يماثل الشرط (50 - 2) مع فارق الإشارة في الحد الأخير :

---

1) ان $_{17}Cl^{37}$ هو أول نظير مستقر يحتوي فائضا نترونيا مساويا ثلاثة .

$$\Delta N \leqslant 1 + \frac{A}{4 a_3} \left[a_4 \frac{2Z+1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] + \frac{2 a_5}{4 a_3} A \quad , (2-51)$$

تبين مقابلة (50 - 2) بـ (51 - 2) الفارق الجوهري بين شرطي استقرار النظائر ذات العد النظـيري ΔN الزوجي في حالتي Z الفردي والزوجي . ففي حـالة Z الزوجي تكون النوى المستقرة هي تلك التي عددها النظيري ΔN أكبر منه في حالة Z الفردي .

ب ــ الاستقرار بالنسبة الى التفكك $\beta+$.

لكي يحدث التفكك $\beta+$ يجب ان يتحقق الشرط :

$$M_Z > M_{Z-1} + m_e \quad \rightarrow \quad M_Z - M_{Z-1} - m_e > 0$$

اذا كان A فرديا $(a_5 = 0)$ فإن :

$$M_Z - M_{Z-1} - m_e = -(m_n - m_H) - 2 m_e -$$

$$- \frac{4 a_3}{A} (A - 2Z + 1) + a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} \qquad (2-52)$$

اذا قابلنا (52 - 2) بـ (48 - 2) نلاحظ ظهور الحد $2 m_e$ (1) . وتكون النواة مستقرة بالنسبة الى التفكك $\beta+$ اذا تحقق الشرط :

---

1) ان سبب نشوء هذا الحد هو ان **(52 - 2)** تمثل الفرق بين كتلتي النواة المدروسة والنواة المجاورة ذات الشحنة الأصفر بواحد ، بينما (48 - 2) تمثل الفرق بـين كتلة النواة المدروسة والنواة المجاورة ذات الشحنة الاكبر بواحد .

$$\Delta N \geqslant -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H + 2m_e) \right] , \quad (2-53)$$

وعندما يكون العدد النظيري ΔN زوجيا نجد شرطين للاستقرار : الأول حين يكون Z زوجيا :

$$\Delta N \geqslant -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H + 2m_e) \right] - \frac{2a_5}{4a_3} A \quad (2-54)$$

والثاني يقابل Z الفردي .

$$\Delta N \geqslant -1 + \frac{A}{4a_3} \left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H + 2m_e) \right] + \frac{2a_5}{4a_3} A \quad (2-55)$$

جـ ـ الاستقرار بالنسبة الى أسر الالكترون K

كما سبق ان ذكرنا تسير عملية أسر الالكترون K بالتوازي مـع التفكك $\beta+$. وتتشكل نتيجة الأسر K النـواه نفسها التي تتشكل نتيجة التفكك $\beta+$ مع فـارق وحيـد هو انه عوضا عن ظهـور البوزترون يتلاشى الكترون من الطبقـة الالكترونية الـذرية . ولهـذا فإن شرط الاستقرار بالنسبة الى الأسر K له نفس شكل شـرط الاستقرار بالنسبة الى التفكك $\beta+$ (53 - 2) ، (54 - 2) ، (55 - 2) مع الفـارق الآتي وهو غياب الحـد $\frac{A}{4a_3} 2m_e$. وعندما يحدث التفكك $\beta+$ تتحرر الطاقة على هيئة طاقة حركية للنترينو والبوزترون ، وكذلك على شكل طاقة مرتبطـة بكتلة البوزترون . اما في الأسر K فيتلاشى الكترون . وتنتقل الطاقـة المتحررة نتيجـة تحول النـواة ، بالإضافة الى الطاقة المرتبطة بكتلة الالكترون ، الى النترينو على هيئة طاقة حركية . ولهذا فإن النترينو المتكون نتيجة الأسـر K تكون طاقتـه الحركيـة اكبر بـ $2m_e$ من الطاقة الحركية للبوزترون والنترينو المتشكلين عند التفكك $\beta+$.

وكما في حالة التفكك $\beta+$ لدينا في حالة الأسر K ثلاثة شروط مختلفة للاستقرار :

$$\Delta N \geqslant -1 + \frac{A}{4a_3}\left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] \qquad (2-56)$$

وينطبق هذا الشرط على النوى ذات A الفردي (النوى الزوجية ــ الفردية) .

$$\Delta N \geqslant -1 + \frac{A}{4a_3}\left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] - \frac{a_5}{2a_3} A \qquad (2-57)$$

وينطبق هذا الشرط على النوى ذات A الزوجي و Z الزوجي (النوى الزوجية ــ الزوجية) .

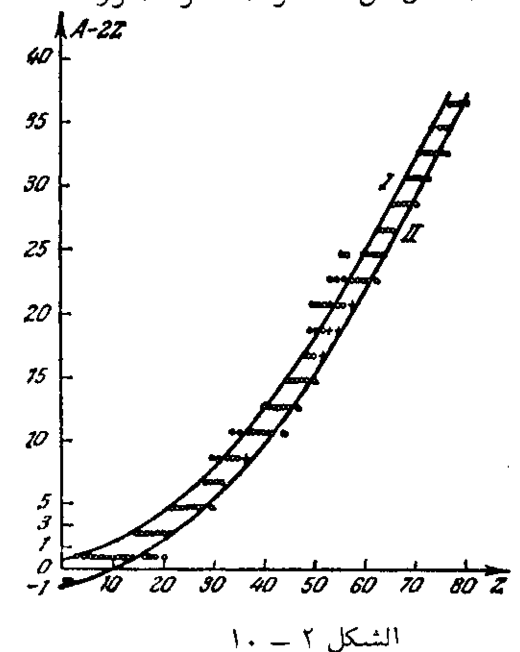
$$\Delta N \geqslant -1 + \frac{A}{4a_3}\left[a_4 \frac{2Z-1}{A^{1/3}} - (m_n - m_H) \right] + \frac{a_5}{2a_3} A \qquad (2-58)$$

وينطبق هذا الشرط على النوى ذات A الزوجي و Z الفردي (النوى الفردية ــ الفردية) .

تبين مقابلة (2 - 56)،(2 - 57)،(2 - 58) بـ (2 - 53)،(2 - 54)،(2 - 55) انه اذا كانت النوى غير مستقرة بالنسبة الى التفكك $\beta+$ فهي غير مستقرة بالنسبة الى الأسر K . إلا أن العكس غير صحيح . فالنواة غير المستقرة بالنسبة الى الأسر K يمكن أن تكون مستقرة بالنسبة الى التفكك $\beta+$. وتصادف هذه الحالات عندماتتحرر نتيجة الأسر K طاقة أقل من $2m_e$.

تبين دراسة ظاهرتي التفكك $\beta-$ و $\beta+$ وظاهرة الأسر K ان النواة تكون مستقرة إذا كانت مستقرة بالنسبة الى التفكك $\beta-$ والأسر K .

ولكي نوضح الى اي درجة تعين الصيغة نصف التجريبية استقرار النوى تعيينا صحيحا مثلنا على الأشكال (٢ ــ ١٠) ، (٢ ــ ١١) و (٢ ــ ١٢) المنحنيات التي تفصل ، وفقا للعلاقات (2 - 49)، (2 - 50)، (2 - 51)، (2 - 56)، (2 - 57)، (2 - 58)، منطقة النوى المستقرة عن منطقة النوى غير المستقرة . وتمثل الدوائر الصغيرة على هذه الأشكال كل النظائر المستقرة المعروفة. اما الاشارات + فتمثل النظائر المشعة.



الشكل ٢ ــ ١٠

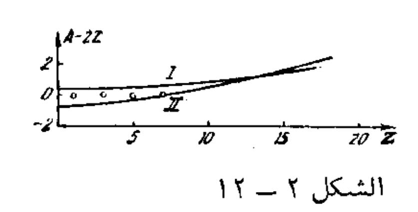
والمنحني الأول (I) عليها هو حد الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- . اما المنحني الثاني (II) فهو حد الاستقرار بالنسبة الى الأسر K . بقي أن نقول ان الشكل (٢ــ١٠) خاص بالنوى ذات A الفردي ، في حين ان الشكل (٢ــ١١) يعود للنوى الزوجية ــ الزوجية . أما الشكل (٢ ــ ١٢) فهو للنوى الفردية ــ الفردية .

الشكل ٢ ــ ١١

تبين هذه المخططات ان النوى المستقرة المعروفة كلها تقريبا ، تقع فعلا بين المنحنيين المعبرين عن شرطي الاستقرار بالنسبة الى التفكك β^- والأسر K .

وبالاضافة الى هذا تفسر هذه المخططات بعض النظاميات الملاحظة لدى النوى المستقرة .

فكما سبق أن أشرنا تصادف على الاغلب بين النـوى المستقرة النـوى الزوجية ــ الزوجية . ويفسر هذا بأنه في حالة هـذه النوى يكون حدا الاستقرار (β^- ، K) متباعدين نسبيا بحيث يتسع المجال بينهما ، مقابل كل قيمة معينـة لـ Z ، لعـدد كبير نسبيا من النوى المختلفة في عددها النظيري . أما حدا الاستقرار للنوى الزوجية ــ الفردية فهما متقاربين الى حد كبير . ولا يستطيع العدد النظيري في النوى المستقرة من هذا النمط ان يتغير إلا بقدر طفيف .



الشكل ٢ ــ ١٢

ان النوى الفردية ــ الفردية المعرفة قليلة : $_1H^2$ ، $_3Li^6$ ، $_5B^{10}$ ، $_7N^{14}$. ويستحيل وجـود نوى فردية ــ فردية مستقرة أخـرى لأن منحنيي الاستقـرار (β^- ، K) يتقاطعان قرب $Z = 7$. ولهذا فإن جميع النوى الفردية ــ الفردية ذات $Z > 7$ يجب أن تكون مشعة ، وهذا هو الواقع فعلا .

٢ ــ ١٥ ــ أُسَر العناصر المشعة

هنـاك عناصر مشعة طبيعية واخرى اصطناعية .

آ ــ العناصر المشعة الطبيعية .

عرفت هذه العناصر قبـل غـيرها ، وهي عمليا العناصر المقابلة لـ $Z > 82$ أي أنها تلي الرصاص ($Z(Pb) = 82$) . وتطلق هـذه العناصر في أثناء تفككهـا جسيمات α أو β (التي ترافقها أشعة γ) فتتحول بذلـك الى عناصر كيميائيـة اخرى غالبا ما تكون مشعة أيضا فتتفكك منقلبة الى عناصر أخرى وهكذا . ويمكـن تصنيف العناصر المشعة في ثلاث أُسَر (سلاسـل) أدوار أجدادها كبيرة جدا ، مـن مرتبة عمر الأرض ، الأمر الذي يفسر بقـاء هذه العناصر المشعة في حـالة توازن مـع سلالتها ذات الأدوار الأقصر .

ويبين الجدول الآتي هذه الأسر الثلاث :

اسم الأسرة	العنصر الجد الأعلى	العنصر النهائي المستقر	العدد الكتلي A لأفراد الأسرة
أسرة الأورانيوم	$_{92}U^{238}$ (T = ٥ر٤ مليار سنة)	$_{82}Pb^{206}$	4 n + 2
أسرة الأكتينيوم أو U^{235}	U^{235} (T = ٧١ر٠ مليار سنة)	Pb^{207}	4 n + 3
أسرة التوريوم	$_{90}Th^{232}$ (T = ١٤ مليار سنة)	Pb^{208}	4 n

والشيء المميز لهذه الأسر هو ان العدد الكتلي A لعناصرها يعبر عنه بالعلاقات الواردة في الجدول حيث n عدد صحيح قيمته :

١) في الأسرة الأولى $59 \geqslant n \geqslant 51$. وتتكون هذه الأسرة نتيجة ثمانية تفككات α وستة تفككات $\beta-$.

٢) في الأسرة الثانية $58 \geqslant n \geqslant 51$. وتتكون هذه الأسرة نتيجة سبعة تفككات α وأربعة تفككات $\beta-$.

٣) في الأسرة الثالثة $58 \geqslant n \geqslant 52$. وتتكون هذه الأسرة نتيجة ستة تفككات α واربعة تفككات $\beta-$.

وتبين الجداول الآتية العناصر المشعة في هذه الأسر حسب تسلسل تولدها ، كما تبين نمط تفككها ودوره والطاقة الأساسية للجسيم المقذوف والمجال الطاقي **لأشعة** γ المنبعثة . اما العنصر الذي يمكن أن يتفكك بطريقتين مختلفتين فقد اشير اليه بنجمة صغيرة .

THE URANIUM SERIES

Radioactive species Historic names	Nuclide	Type of disintegration	Half-life T	Disintegration constant λ, s^{-1}	Principal particle energy, MeV
Uranium I (UI)	$_{92}U^{238}$	α	4.51×10^{9} y	4.87×10^{-18}	α, 4.18; γ, 0.05
Uranium X_1 (UX_1)	$_{90}Th^{234}$	β	24.1 d	3.33×10^{-7}	β, 0.19; γ, 0.03–0.09
Uranium X_2 (UX_2)	$_{91}Pa^{234}$	β	1.18 m	9.77×10^{-3}	β, 2.31; γ, 0.23–1.8
⋮					
Uranium Z (UZ)	$_{91}Pa^{234}$	β	6.7 h	2.88×10^{-5}	β, 0.5; γ, 0.04–1.7
Uranium II (UII)	$_{92}U^{234}$	α	2.48×10^{5} y	8.88×10^{-14}	α, 4.76; γ, 0.5–0.12
Ionium (Io)	$_{90}Th^{230}$	α	7.6×10^{4} y	2.89×10^{-13}	α, 4.69; γ, 0.07–0.25
Radium (Ra)	$_{88}Ra^{226}$	α	1620 y	1.36×10^{-11}	α, 4.78; γ, 0.19
Ra emanation (Radon)	$_{86}Rn^{222}$	α	3.82 d	2.10×10^{-6}	α, 5.49; γ, 0.51
*Radium A (RaA)	$_{84}Po^{218}$	β, α	3.05 m	3.78×10^{-3}	α, 6.00; β . . .
Astatine-218 (0.02)	$_{85}At^{218}$	α	1.3 s	0.53	α, 6.69
Radium B (RaB) (99^{+})	$_{82}Pb^{214}$	β	26.8 m	4.31×10^{-4}	β, 0.65; γ, 0.05–0.35
*Radium C (RaC)	$_{83}Bi^{214}$	β, α	19.7 m	5.86×10^{-4}	α, 5.5; β, 0.40–3.2 γ, 0.61–2.43
Radium C′ (RaC′) (99^{+})	$_{84}Po^{214}$	α	1.64×10^{-4} s	4.23×10^{3}	α, 7.68
Radium C″ (RaC″) (0.02)	$_{81}Tl^{210}$	β	1.30 m	8.75×10^{-3}	β, 1.99; γ, 0.10–2.43
Radium D (RaD)	$_{82}Pb^{210}$	β	22 y	1.00×10^{-9}	β, 0.02; γ, 0.05
*Radium E (RaE)	$_{83}Bi^{210}$	β, α	5.0 d	1.60×10^{-6}	α, 4.7; β, 1.16
Radium F (RaF) (99^{+})	$_{84}Po^{210}$	α	138.4 d	5.80×10^{-8}	α, 5.30; γ, 0.80
Thallium-206 (2×10^{-4})	$_{81}Tl^{206}$	β	4.3 m	2.68×10^{-3}	β, 1.57
Radium G (RaG)	$_{82}Pb^{206}$	Stable			

THE ACTINIUM SERIES

Radioactive species Historic names	Nuclide	Type of disintegration	Half-life T	Disintegration constant λ, s^{-1}	Principal particle energy, MeV
Actinouranium (AcU)	$_{92}U^{235}$	α	7.13×10^{8} y	3.08×10^{-17}	α, 4.18; γ, 0.19
Uranium Y (UY)	$_{90}Th^{231}$	β	25.6 h	8.12×10^{-6}	β, 0.30; γ, 0.08–0.31
Protoactinium (Pa)	$_{91}Pa^{231}$	α	3.25×10^{4} y	6.75×10^{-13}	α, 5.00, γ,-0.03–0.36
*Actinium (Ac)	$_{89}Ac^{227}$	β, α	21.2 y	1.08×10^{-9}	α, 4.94; β, 0.04
Radioactinium(RdAc)(1.2)	$_{90}Th^{227}$	α	18.2 d	4.40×10^{-7}	α, 5.97; γ, 0.05–0.34
Actinium K (AcK) (98.8)	$_{87}Fr^{223}$	β	22 m	5.25×10^{-4}	β, 1.15; γ, 0.05–0.08
Actinium X (AcX)	$_{88}Ra^{223}$	α	11.7 d	6.86×10^{-7}	α, 5.71; γ, 0.03–0.45
Ac emanation (Actinon)	$_{86}Rn^{219}$	α	4.0 s	0.174	α, 6.82; γ, 0.27–0.40
*Actinium A (AcA)	$_{84}Po^{215}$	β, α	1.8×10^{-3} s	3.86×10^{2}	α, 7.38
Astatine-215 (5×10^{-4})	$_{85}At^{215}$	α	10^{-4} s	7×10^{3}	α, 8.00
Actinium B (AcB) (99+)	$_{82}Pb^{211}$	β	36.1 m	3.20×10^{-4}	β, 1.4; γ, 0.06–1.1
*Actinium C (AcC)	$_{83}Bi^{211}$	β, α	2.15 m	5.26×10^{-3}	α, 6.62; γ, 0.35
Actinium C′ (AcC′) (0.3)	$_{84}Po^{211}$	α	0.52 s	1.33	α, 7.45; γ, 0.89–1.06
Actinium C″ (AcC″) (99+)	$_{81}Tl^{207}$	β	4.78 m	2.41×10^{-3}	β, 1.44; γ, 0.89
Actinium D (AcD)	$_{82}Pb^{207}$	Stable			

THE THORIUM SERIES

Radioactive species Historic names	Nuclide	Type of disintegration	Half-life T	Disintegration constant λ, s^{-1}	Principal particle energy, MeV
Thorium (Th)	$_{90}Th^{232}$	α	1.41×10^{10} y	1.56×10^{-18}	α, 4.01; γ, 0.06
Mesothorium 1 (MsTh 1)	$_{88}Ra^{228}$	β	5.7 y	3.86×10^{-9}	β, 0.05
Mesothorium 2 (MsTh 2)	$_{89}Ac^{228}$	β	6.13 h	3.14×10^{-5}	β, 1.11; γ, 0.06–1.64
Radiothorium (RdTh)	$_{90}Th^{228}$	α	1.91 y	1.15×10^{-8}	α, 5.43; γ, 0.08–0.21
Thorium X (ThX)	$_{88}Ra^{224}$	α	3.64 d	2.20×10^{-6}	α, 5.68; γ, 0.24
Th emanation (Thoron)	$_{86}Rn^{220}$	α	56 s	1.23×10^{-2}	α, 6.29; γ, 0.54
Thorium A (ThA)	$_{84}Po^{216}$	α	0.15 s	4.62	α, 6.78
Thorium B (ThB)	$_{82}Pb^{212}$	β	10.6 h	1.82×10^{-5}	β, 0.35; γ, 0.11–0.41
*Thorium C (ThC)	$_{83}Bi^{212}$	β, α	60.6 m	1.91×10^{-4}	α, 6.05; β, 2.25 γ, 0.04–2.2
Thorium C′ (ThC′) (66.3)	$_{84}Po^{212}$	α	3.0×10^{-7} s	2.31×10^{6}	α, 8.78
Thorium C″ (ThC″) (33.7)	$_{81}Tl^{208}$	β	3.1 m	2.52×10^{-3}	β, 1.80; γ, 0.23–2.61
Thorium D (ThD)	$_{82}Pb^{208}$	Stable			

ملاحظة حول العناصر المشعة الطبيعية الأخرى

بينت القياسات التي أجريت بعناية فائقة أن كافة المواد عمليا تحتوي آثارا من عناصر مشعة . وساد الاعتقاد مدة من الزمن ان هذه الآثار جميعا هي أفراد من أسر العناصر المشعة **الثقيلة** . إلا ان البحوث الإشعاعية ــ الكيميائية الدقيقة بينت ان بعض العناصر **الخفيفة** له نظائر طبيعية مشعة . وفي الجدول التالي النظائر المشعة المعروفة :

النكليد	الدور T	النكليد	الدور T
K^{40}	$1,3 . 10^{10}$ y	Nd^{144}	$3 . 10^{15}$ y
V^{50}	$5 . 10^{15}$ y	Sm^{148}	$6 . 10^{10}$ y
Rb^{87}	$6 . 10^{10}$ y	Lu^{176}	$2,4 . 10^{10}$ y
In^{115}	$6 . 10^{14}$ y	Re^{187}	$4 . 10^{12}$ y
La^{138}	$1 . 10^{11}$ y	Bi^{209}	$2,7 . 10^{17}$ y { عمليا مستقر! }

ونلاحظ ان لهذه النظائر جميعا أدوارا طويلة جدا وبالتالي من الصعب قياسها بدقة . وليس هناك ما يشير الى علاقة سلسلية بين هذه العناصر . ويجب النظر اليها على أنه لا رابطة بينها .

هناك نظير مشع طبيعي آخر هو C^{14} لم ندرجه في الجدول السابق لأن وجوده ناجم عن أسباب تختلف كليا عن أسباب وجود أيٍ من العناصر المشعة الطبيعية **الأخرى . إن دور** C^{14} يساوي 5730 سنة وهو زمن قصير جدا بالنسبة الى العمر الجيولوجي للارض بحيث أنه لو وجدت أي كمية من C^{14} وقت تشكل قشرة الأرض لتلاشت نهائيا منذ زمن طويل . ونحن نعلم أن C^{14} يتولد باستمرار من N^{14} بتفاعل نووي يستفيد من النترونات الناشئة من الأشعة الكونية :

$$_7N^{14} + {}_0n^1 \rightarrow {}_6C^{14} + {}_1p^1$$

ب ــ العناصر المشعة الصنعية .

يمكن صنع العديد من النظائر المشعة الخفيفة أو الثقيلة . وهناك بين النظائر المشعة **الثقيلة** (التي عددها الذري أكبر من ٨٢) ما ينتمي الى الأسر الثلاث المذكورة .

كما ان بينها ما يمكن التعبير عن عدده الكتلي بالعلاقة $A = 4n + 1$. وتؤلف هذه العناصر اسرةجديدة تسمى اسرة النبتونيوم Np^{237} 93 (T = ٢ر٢ مليون سنة) وهي تنتهي بالعنصر Bi^{209} المستقر عمليا .

وتسمى العناصر الثقيلة المقابلة لـ $Z > 92$ عناصر ما بعد الأورانيوم . وقد امكن في عام ١٩٦١ الحصول على العنصر ذي الرقم $Z = 103$ وسمي لورنسيوم Lawrencium تخليدا لذكر مخترع السيكلوترون . ويفسر عدم وجود هذهالعناصر الصنعية الثقيلة في الطبيعة بقصر ادوارها بالنسبة الى عمر الأرض .

لنذكر بالمناسبة أن العناصر الأربعة الآتية : $_{43}Tc$ ، $_{61}Pm$ ، $_{85}At$ ، $_{87}Fr$ غير موجودة في الطبيعة لأنها مشعة وأدوارها قصيرة بالمقارنة بعمر الأرض ولا تتولد من غيرها من العناصر . وسنورد فيما يلي تاريخ صنع كل من هذه العناصر والنظير الأطول عمراً .

النظير	الدور	تاريخ صنع العنصر لأول مرة
Tc^{99}	٢ر٢ × ١٠^{5} سنة	١٩٣٧
Pm^{145}	~ ٣٠ سنة	١٩٤٧
At^{210}	٨ر٣ ساعة	١٩٤٠
Fr^{223}	٢٢ دقيقة	١٩٣٩

ان النظائر المشعة الصنعية الخفيفة ذات اهمية تطبيقية كبيرة في مختلف الميادين ، وتفضل على العناصر المشعة الطبيعية لرخص ثمنها ، وعلى الأخص لتنوعها الكبير من حيث الخصائص الكيميائية والفيزيائية (أدوار تفكك وطاقات إشعاع مختلفة). وهناك اكثر من الف نظير مشع صنعي فقد امكن تحضير نظائر مشعة لكافة العناصر الكيميائية المعروفة باستثناء الهليوم .

٢ ـ ١٦ ـ عمر الأرض

يبلغ دور الأورانيوم U^{238} ٥ر٤ مليار سنة وهو **أطول بكثير** من دور اي عنصر من سلالته التي تنتهي بالرصاص المستقر Pb^{206} ذي الدور اللانهائي . وهذا يعني انه

بعد مضي مليار سنة أو نحو ذلــك لايبقى **بتركيز محسوس** ســوى عنصــرين همــا الاورانيــوم والرصـــاص . لهــذا يمكــن تطبيق المعــادلة (17 - 2)عليهما حيث :

$$\lambda_1 = \lambda (U) \equiv \lambda \quad و \quad \lambda_2 = \lambda (Pb) = 0$$

لأن $T_2 = T(Pb) \rightarrow \infty$. وعلى هذا يكون :

$$N(Pb) = N_0(U)(1 - e^{-\lambda t}) \qquad (2-59)$$

ثم إن عدد ذرات الرصاص مضافا اليها عدد ذرات الأورانيوم ينبغي ان يساوي في اي لحظة عدد ذرات الأورانيوم الموجودة اصلا في العينة المدروسة أي :

$$N(Pb) + N(U) = N_0(U) \qquad (2-60)$$

ويمكن قياس تركيز Pb و U الموجودين تجريبيا ثم حل المعادلتين السابقتين فنجد بحذف $N_0(U)$:

$$t = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{N(Pb)+N(U)}{N(U)} \qquad (2-61)$$

ويمثل t هنــا الزمن الذي انقضى منــذ تصلب القشرة الأرضيــة وانحباس الأورانيوم بين الصخور . وقد طبقت المعادلة (61 - 2) على عدة فلزات مأخوذة مــن مناطق مختلفة من الأرض ، وبينت النتائج أن عمر الارض نحو اربعة مليارات سنة .

الفصل الثالث

التفاعلات النووية والانشطار النووي

٣ – ١ تعاريف ومعلومات عامة .

تؤثر القوى النووية على مسافة من مرتبة ١٠ $^{-١٥}$ م . فإذا ظهر جسيم (نترون، بروتون، جسيم α او نوى أخرى) ضمن مجال تأثير القوى النووية حدث **تفاعل نووي** بين الجسيم والنواة . ويشارك في التفاعل عادة نواتان : « ثقيلة » وخفيفة (جسيم) ، وينجم عن التفاعل نواتان جديدتان بيد انه يمكن ان يتشكل عدد اكبر من الجسيمات (أو النوى) وكقاعدة عامة تجرى التفاعلات النووية في الظروف المخبرية بقذف النوى الأثقل ، الداخلة في تركيب « الهدف » الذي يكون غالبا على شكل وريقة ، بحزمة (تيار) من الجسيمات الأخف .

وكما في حالة التفكك الاشعاعي تبقى الشحنة الكهربائية وعدد النكلونات محفوظا في التفاعلات النووية . ويحدث في التفاعل النووي توزع جديد للشحنة والنكلونات بين نواتج التفاعل . ويستطيع المرء ، على أساس انحفاظ الشحنة وعدد النكلونات ، ان يتنبأ كيفيا ، بمآل التفاعل النووي .

ان اول تفاعل نووي هو الذي لاحظه ارنست رذرفورد في سنة ١٩١٩ . فقد قذف نوى الآزوت بجسيمات الفا ذات الطاقة 7,7 MeV والمنبعثة من البولونيوم . ان الحاجز الكموني لنواة الآزوت بالنسبة لجسيم α يساوي 3,5 MeV اي أصغر بمرتين من الطاقة الحركية لجسيمات α المستعملة . ولهذا نفذت جسيمات α بسهولة الى نوى الآزوت واحدثت فيها تفاعلا نوويا ادى الى تشكل نوى الاكسجين $_{8}O^{17}$ والبروتونات . وكان هذا **اول برهان تجريبي على ان البروتونات تدخل في تركيب النواة .**

ولقد دُرس اكثر من عشرة آلاف تفاعل نووي بعد اكتشاف رذرفورد هـذا . فما الهدف من دراسة هذه التفاعلات ؟ إنها قبل كل شيء تعطينـا معلومات عن بنيـة النواة وعن طبيعة القوى النووية . ثم ان دراسة التفاعلات النووية مهمة من الوجهـة العملية إذ تستخدم المواد المشعة الناتجة من التفاعلات النووية في كثير مـن مجـالات العلم والهندسة .

وتمثّل التفاعلات النووية ، المشابهة للتفاعلات الكيميائية ، بمعادلات اصطلاحية. فيكتب في الطرف الأيسر النواة والجسيم المتفاعـلان ويكتب في الطرف الأيمن ناتـج التفاعل :

$$\left.\begin{array}{l} a + X \rightarrow Y + b \quad \text{أو :} \\ X + a \rightarrow Y + b \end{array}\right\} \qquad (3-1)$$

حيث : a الجسيم الوارد (القذيفـة)

x النواة الهدف (المقذوفة بـ a)

Y النواة النـاتجة

b الجسيم البارز (المنبعث) من الهدف .

وتتضمن الكتابة الكاملة للتفاعل النووي الشحنات والأعداد الكتلية للنوى الداخلة في التفاعل والناتجة منه :

$$a + {}_{Z}X^{A} \rightarrow {}_{Z'}Y^{A'} + b \qquad (3-2)$$

كما يكتب التفاعل النووي عادة بالشكل المختصر :

$$X(a, b)Y \qquad (3-3)$$

ويتعين نمط التفاعل النووي من طبيعة الجسيمين الوارد a والبارز b ويقال عنه إنه تفاعل (a , b) .

فـإذا كان الجسيمان الوارد والبارز مشحونين بالكهرباء ومتطابقين قيل عـن التفاعل (a,a) إنه « تبعثر الجسيمات a » . ويميّز نوعان من تبعثر الجسيمات : **التبعثر المرن** وفيه يتفاعل الجسيم مع حقل النواة الكهربائي كما تفعل كرتان مرنتان ويبقى تركيب النواة وحالتها الداخلية دون تغير ولا يحدث سوى توزع جديد للطاقـة الحركية بين الجسيم والنواة . وتسمى النواة المتحركة بعد التبعثر المرن للجسيم a **النواة المرتدة** . وهناك **التبعثر اللامرن** وفيه تحدث إثارة للنواة الهدف دون تغيير في تركيبها . ويذهب قسم من الطاقة الحركية للجسيم ، المتبعثر تبعثرا لا مرن ، لإثارة النواة التي يرمز اليها عندئذ بالرمز* فوقها . وبما ان السويات المثـارة في النوى لهـا قيم طاقية منفصلة فقط ، فإن التبعثر اللامرن لا يحدث الا اذا فاقت طاقة الجسيم طاقة أول سوية مثارة . ويصاحب التبعثر اللامرن انبعـاث اشعة غامـا من النـواة المثارة . ان هذين التبعثرين ليسا تفاعلين نوويين لأن الجسيم الوارد لايتفاعل مع حقل القوة النووية . اما اذا كان الجسيمان الوارد والبارز نترونين فيمكن ان نتصورالتبعثر المرن على أنه تصادم بين النترون و**الذرة** ، دون تأيينها أو إثارتها ، يكسبها جزءاً من الطاقة الحركية للنترون .

اما في التفاعل (a,b) فيمتص الجسيم a وينبعث الجسيم b عوضا عنـه فيتغير تبعا لذلك تركيب النواة ويحدث « تحول نووي » . ولبعض التفاعلات (a,b) أسماء خاصة : فمثلا يسمى التفاعل (a,γ) **الأسر الإشعاعي** للجسيم a **إذ يحدث** خلاله امتصاص الجسيم a وفي نفس الوقت انبعاث الكوانتات γ . ويسمىالتفاعل (γ,b) **الأثر الفوتوني النووي .**

تختلف سرعة التفاعلات النووية عن سرعة التفاعلات الكيميائية . ففي درجات الحرارة العادية تجري التفاعلات الكيميائية بسرعة لايستهان بها بينما تجريالتفاعلات النووية بسرعة صغيرة جدا تساوي الصفر عمليا . وهناك سببان وراء هـذا الأمر : فأبعاد النوى صغيرة بالمقارنة بأبعاد الذرات ، ولهذا فإن تـلاقي النوى ، الضـروري لإثارة التفاعل ، يحدث باحتمال أصغر بكثير من احتمال تلاقي الذرات .

اما السبب الآخر فهو كون النوى محاطة بحاجز كموني عـال ، ولكي تتغلب عليه

الجسيمات المشحونة يجب ان تكون طاقتها الحركية كبيرة بمقارنتها بطاقة الحركة الحرارية .

ويمكن زيادة سرعة التفاعلات النووية باتباع احد طريقين :

١ ـ رفع درجة الحرارة رفعا كبيرا . فعند درجات الحرارة التي تبلغ عشرات ملايين الدرجات تصبح طاقة الحركة الحرارية كبيرة بحيث يغدو احتمال نفوذ النوى الخفيفة عبر الحاجز الكموني ملحوظا . ومن المألوف تسمية التفاعلات النووية التي تجري في درجات الحرارة العالية **التفاعلات الحرارية النووية** .

٢ ـ استخدام جسيمات مشحونة، على هيئة« حزمة » ، تسرّع في اجهزة مخصوصة تسمى « المسرّعات » بغية جعل طاقتها كافية للتغلب على الحاجز الكموني .

٣ ـ ٢ ـ النـواة المركبة

قدمت دراسة التفاعلات النووية الكثير من المعلومات التي شكلت اساس نظريات التحولات النووية واحدى هذه النظريات هي نظرية النـواة المركبة (الوسيطة) التي وضعها نيلز بور في عام ١٩٣٦ . وهي تفسر تفسيرا مرضيا التحولات النووية الناجمة عن الجسيمات التي قد تصل طاقتها الى 50 MeV . ووفقا لهذه النظرية يحدث التفاعل النووي الممثل بـ $_{Z}X^{A}\ (a,b)_{Z'}Y^{A'}$ علـى مرحلتين . في الأولى يقع الجسيم a في اسر النـواة $_{Z}X^{A}$ وتتشكل نتيجة لذلك نـواة مركبة C في حالة مثـارة :

$$_{Z}X^{A} + a \rightarrow {}^{*}C$$

وتتكون طاقة الاثارة W_{ex} من مجموع طاقة ارتباط ε_a الجسيم a بالنواة المركبة وجزء من الطاقة الحركية للجسيم E_a (انظر المعادلة (3 - 14) :

$$W_{ex} = \varepsilon_a + \frac{M}{M+m_a} E_a$$

(وفي حالة $M \gg m_a$ يكون $W_{ex} \approx \varepsilon_a + E_a$)

وبما ان النكلونات تتفاعل بشدة فإن طاقة الإثارة تتوزع عليها بسرعة وفق قانون مكسويل الإحصائي لتوزع الطاقة على جزيئات الغاز الكامل . وعلى هذا يمكن استخدام مفهوم « درجة الحرارة النووية » والتي يكون مقياسا لها الطاقة الحركية الوسطية لجسيمات النواة المركبة $\overline{\frac{1}{2} m v^2}$ ، ووصف طاقة اثارة النواة (باعتبارها موزعة وفق قانون مكسويل) بدرجة الحرارة النووية T المعينة من الشرط :

$$\frac{3}{2} kT = \overline{\frac{1}{2} m v^2} = \frac{W_{ex}}{A}$$

حيث k ثابتة بولتزمان و A العدد الكتلي للنواة المركبة .

ان درجة حرارة النواة المركبة عالية جدا . فلو نفذ نترون مثلا الى نواة عنصر متوسط ($A \sim 100$) لأثارها بمقدار 8 - 10 MeV . وتكون الطاقة الوسطية المقابلة للنكلون حوالي 0,1 MeV وهذه تقابل درجة حرارة تساوي مليون درجة !

يمكن أن يحدث لنواة ساخنة كهذه ظاهرة تماثل تبخر الجزيئات من قطرة مائع عادي ، اذ يمكن لفيض الطاقة ، أو لجزء كبير منه ، ان يتجمع مع الزمن لدى أحد الجسيمات السطحية b و « يتبخر » هذا الجسيم اي يغادر النواة C^* وهذه هي المرحلة الثانية من التفاعل النووي :

$$^*C \rightarrow {}_{Z'}Y^{A'} + b$$

ان عمر النواة المركبة ، اي الزمن الذي تعيشه من لحظة تشكلها حتى لحظة تفككها ، $\tau_C = 10^{-14} - 10^{-13}\, s$ اكبر بكثير من **الزمن النووي المميز** τ_n والذي يقطع خلاله الجسيم a مسافة من مرتبة نصف قطر النواة R . ففي حالة جسيم الفا يتحرك بسرعة $v_\alpha = 10^7\, m/s$ يكون الزمن النووي $\tau_n = \frac{R}{v_\alpha} = \frac{10^{-14}}{10^7} = 10^{-21}\, s$

اصغر بمئة مليون مرة من عمر النواة المركبة . ولهذا السبب بالذات نستطيع الكلام عن النواة المركبة على انها نواة موجودة فعلا ، وتجزئة التفاعل النووي الى مرحلتين. هذا ويترتب على طول عمر النواة المركبة امر مهم هو ان تشكلها وتفككها حادثان مستقلان .

لنفترض ، للتحديد ، انه نفذ الى النواة $_{13}Al^{27}$ نترون عالي الطاقة . ففي النواة المركبة المتشكلة يمكن لفيض الطاقة اللازم للتبخر ان يتجمع عند احدالبروتونات فينفلت من النواة بروتون ويحدث التحول :

$$_{13}Al^{27} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{13}{}^*Al^{28} \rightarrow {}_{12}Mg^{27} + {}_1H^1$$

ويمكن لفيض الطاقة ان يتركز لدى مجموعة جسيمات مكونة من بروتونين ونترونين ويحدث « تبخر » هذه المجموعة بكاملها . ونقول في هذه الحالة إنه انطلق من النواة جسيم الفا :

$$_{13}Al^{27} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{13}{}^*Al^{28} \rightarrow {}_{11}Na^{24} + {}_2He^4$$

ومن الجائز ان يتجمع كبير من الطاقة عند احد النترونات فيغادر النواة ونحصل من جديد على النواة الأصلية ولكن في الحالة المثارة . واذا كانت طاقة الاثارة كبيرة تبخر جسيم آخر ، نترون آخر مثلا ، وحدث تحول من الطراز الآتي :

$$_{35}Br^{79} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{35}{}^*Br^{80} \rightarrow {}_{35}Br^{78} + 2\ {}_0n^1$$

وبالفعل فقد اكتشفت تجريبيا تحولات كهذه عند قذف النوى بنترونات تفوق طاقتها 10 MeV ومع ذلك اذا بقي في النواة ، بعد انفلات الجسيم ، فائض قليل من الطاقة انطلقت هذه الطاقة على هيئة كوانت غاما .

أخيرا يمكن ان يحدث انطلاق كوانت غاما قبل ان يتجمع فيض الطاقة عند احد الجسيمات وبعد صدور كوانت γ يكون ما تبقى في النواة من طاقة الاثارة غير كاف

لقذف جسيم ما منها . ويكون مصير النترون ، الذي نفـذ الى النواة ، البقاء فيهـا ويحدث ما يسمى **الأسر الإشعاعي** :

$$_{13}Al^{27} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{13}Al^{28} + \gamma$$

ويحدث في بعض الحالات ان تنقسم النواة المثارة الى قسمين متساويين تقريبا. تسمى هذه الظاهرة **انشطار النوى** .

ترى أي التحولات المذكورة يحدث بالفعـل ؟ في الحقيقة تحدث كافـة انمـاط التحولات المشار اليها . وبالطبع فإن نواة بعينها تعاني تحولا واحدا من هذه التحولات الممكنة . وبعد ان تعاني النواة المركبـة تحولاً « تبرد » اي تخرج عن كونها مشـارة . وبما ان تبادل الطاقة بين جسيمات النواة المركبة ذو طابع إحصائي فإن كل تحول من التحولات الممكنة للنواة المركبة له **احتمال محدد**. ولهذا عند اختبار كمية ماكروسكوبية من المادة تحدث كل انماط تحولات النـواة المركبة . ووفقا لاحتمال هذه العمليـات تتبخر النترونات من قسم من النوى المركبة ، ومن قسم ثان تنطلق اولا كوانتات γ اي يحدث الأسر الاشعاعي ، ومن قسم ثالث من النوى تنطلـق جسيمات مشحونـة وهكذا ... ان اكثر التحولات حدوثا هو اكبرها احتمالا . وحسب التحولات التـي تعانيها **النـواة المركبة** نميز الأنماط الآتية للتفاعلات النووية .

٣ ـ ٣ ـ انمـاط التفاعلات النووية

آ ـ تفـاعل الأسر :

ويحدث عندما لاينطلق من النواة المركبة اي جسيم . وتعود النواة المركبة المثارة الى حالتها الطبيعية (غير المثارة) مطلقة كوانتا أو أكثر من كوانتات غاما .

ويتوقف احتمال إطلاق (اصدار) الاشعة الكهرطيسية هذه على العلاقة بـين ابعاد الجملة المشعة (التي تصدر الاشعاع) وطول موجة الاشعاع (اي طاقة الكوانت γ) ففي حالة النوى المتوسطة ($A \cong 100$) وطاقة إثارة 1 MeV يكون العمر

الوسطي للنواة في الحالة المثارة مساوياً 10^{-16} s اي اكبر من الزمن النووي بمليون مرة . (العمر الوسطي يساوي مقلوب الاحتمال) .

ب) التفاعلات النووية التي يصاحبها إصدار جسيمات مشحونة :

لكي يحدث تفاعل من هذا النمط ، اي لكي ينطلق من النواة بروتون او جسيم الفا ، يجب ان تكون طاقة الجسيم كبيرة بحيث تساوي او تتعدى ارتفاع الحاجز الكموني* .

ولكن بما ان طاقة الاثارة تتوزع على كافة الجسيمات النووية ، فإن نصيب الجسيم النووي الواحد ، او مجموعة مثل جسيم الفا ، من الطاقة يكون ، وسطيا ، غير كبير اي غير كاف لاجتياز الحاجز الكموني الا انه من الضروري مع ذلك ان نأخذ في الحسبان ان توزع الطاقة بين الجسيمات له طابع إحصائي وان طاقة بعضها (في لحظة معينة من الزمن) تزيد على القيمة الوسطية للطاقة ، في حين تنقص عنها لدى البعض الآخر . ولكي يستطيع الجسيم المشحون الانفلات يجب أن يتجمع لديه معظم طاقة الاثارة . ويزداد احتمال انبعاث الجسيمات المشحونة كلما زادت طاقة إثارة النواة المركبة وصغر عدد جسيماتها . ففي حالة التفاعلات التي يثيرها نفوذ نترون الى النواة ، تنبعث الجسيمات المشحونة اذا كانت طاقة النترون كبيرة . أما اذا نفذ الى النواة نترون طاقته الحركيه صغيرة فإن تفاعلا من النمط :

$$_{Z}X^{A} + {_0n^1} \rightarrow {_Z}\overset{*}{X}{^{A+1}} \rightarrow {_{Z-1}}Y^{A} + {_1H^1}$$

او

$$_{Z}X^{A} + {_0n^1} \rightarrow {_Z}\overset{*}{X}{^{A+1}} \rightarrow {_{Z-2}}Y^{A-3} + {_2He^4}$$

---

*) يمكن للجسيم المشحون انينفذ عبر الحاجز الكموني ولو كانتطاقته اقل منذلك.

ان احتمال هذه العملية [$\exp\left(\frac{-4\pi}{h}\sqrt{2m}\int_{r_1}^{r_2}(U-E)\,dr\right)$ وهو] صغير جدا بمقارنته بالطرق الاخرى لانتقال النواة المثارة الى حالتها الطبيعية .

لا يحدث الا في حالة اخف النوى . اما في النوى الثقيلة فإن احتمال تجمع طاقة كبيرة (كافية لاجتياز حاجز الكمون) لدى الجسيم المشحون يكون صفيرا الى درجة ان كوانت γ ينطلق أولا ثم يعقبه تفاعل الأسر .

ج) التفاعلات النووية التي يرافقها انبعاث النترونات

ان تبخر النترونات لا يتطلب طاقة كبيرة كالتي يتطلبها تبخر الجسيمات المشحونة إذ لا وجود للحاجز الكموني في حالة النترونات .

ففي النوى المتوسطة ، اذا كانت إثارتها غير شديدة ، يكون التحول الراجح الذي تعانيه النواة المركبة انبعاث كوانت γ والنترون .

فإذا كانت النواة المركبة قد تشكلت نتيجة أسر نترون ، فإن تركيبها يغدو ، بعد « تبخر » النترون ، كما كان لدى النواة الأصلية . وفي هذه الحالة لايحدث ، في جوهر الأمر ، تفاعل نووي اذ تبقى النواة على حالها . الا ان النترونات المنبعثة من النترونات تختلف في طاقتها عن النترونات الأولية . كما ان منحى انطلاقها لا علاقة له البتة بمنحى حركة النترونات الأولية . ولهذا فإن العملية :

$$_{Z}X^{A} + {}_{0}n^{1} \rightarrow {}_{Z}{}^{*}X^{A+1} \rightarrow {}_{Z}X^{A} + {}_{0}n^{1}$$

تسمى عادة **تبعثرا لا مرنا** للنترونات .

اما اذا كانت طاقة الجسيم النافذ الى النواة عظيمة ، فإن النواة تسخن الى درجة حرارة عالية بحيث يتبخر بضعة جسيمات .

فقد تبين عند قذف الفضة بجسيمات الفا انه لا تنبعث النترونات الا اذا تعدت طاقة جسيمات الفا 11 MeV . ومن الواضح ان جسيم α يتطلب هذه الطاقة كي يقهر قوى التدافع بينه وبين النواة الفضية وينفذ اليها . بيد انه اذا تعدت طاقته 15 MeV امكن انبعاث نترونين من النواة . اما اذا بلغت طاقته 23 MeV فينبعث ثلاثة نترونات .

وتلاحظ ظواهر مشابهة اذا كان الجسيم الوارد ديتونا . وفيما يلي مثالان على تحول النوى عند قذفها بديتونات طاقتها 20 - 40 MeV :

$$_{57}La^{139} + {}_{1}D^{2} \rightarrow {}_{58}{}^{*}Ce^{141} \rightarrow {}_{58}Ce^{137} + 4\ {}_{0}n^{1}$$

$$_{51}Sb^{121} + {}_{1}D^{2} \rightarrow {}_{52}{}^{*}Te^{123} \rightarrow {}_{52}Te^{119} + 4\ {}_{0}n^{1}$$

وقد كشفت تحولات حدثت نتيجة تبخر خمسة نترونات من النواة المركبة وذلك عندما كانت طاقة الديتونات ــ القذائف 50 MeV :

$$_{51}Sb^{121} + {}_{1}D^{2} \rightarrow {}_{52}{}^{*}Te^{123} \rightarrow {}_{52}Te^{118} + 5\ {}_{0}n^{1}$$

$$_{45}Rh^{103} + {}_{1}D^{2} \rightarrow {}_{46}{}^{*}Pd^{105} \rightarrow {}_{46}Pd^{100} + 5\ {}_{0}n^{1}$$

وتستطيع الديتونات التي طاقتها 60 MeV تسخين النواة المركبة الى درجة تسمح بتبخر ستة نترونات كما في المثال الآتي :

$$_{57}La^{139} + {}_{1}D^{2} \rightarrow {}_{58}{}^{*}Ce^{141} \rightarrow {}_{58}Ce^{135} + 6\ {}_{0}n^{1}$$

وقد أمكن ، لدى قذف نوى الإثمد بديتونات طاقتها 180 MeV ، كشف ظهور نظير البالاديوم ذي العدد الكتلي 101 . ان ظهور هذا النظير هو نتيجة « تبخر » جسيمات من النواة ، كتلتها تساوي 22 وشحنتها الاجمالية 6 ومعظمها نترونات .

ملاحظة : بالإضافة الى التفاعلات النووية « غير المباشرة » التي تتشكل فيها نواة مركبة ، هناك تفاعلات نووية لاتتشكل فيها نواة مركبة وتسمى **تفاعلات مباشرة** يميز منها :

١ ــ تفاعل النشل (او الالتقاط) ، وفيه يقتلع الجسيم من النواة ، بمجرد مروره بها ، أحد نكلوناتها .

٢ ــ تفاعل التجريد ، وهو ظاهرة تعاكس السابقة ، وتحدث اذا كان الجسيم الصادم للنواة مكونا من نكلونين او اكثر إذ تجرده النواة من احد نكلوناته.

٣ ـ ٤ ـ قوانين الانحفاظ في التفاعلات النووية .

١ ـ قانون انحفاظ الطاقة ـ طاقة التفاعل النووي .

ان كافة قوانين الانحفاظ المعروفة في الفيزياء الاتباعية (الكلاسيكية) محققة في التفاعلات النووية . ونظرا لكون القوى الفاعلة أكبر قوى الطبيعة ، ونعني القوى النووية ، فإن كميات الطاقة المتحررة في التفاعلات النووية كبيرة بحيث تسترعي النظر عند مقابلتها بالطاقة السكونية للجسيمات المتفاعلة . ولهذا يصاغ قانون انحفاظ الطاقة في التفاعلات النووية بأكثر الاشكال عمومية وهو : الطاقة **الكلية** للجسيمات (النوى) قبل التفاعل تساوي الطاقة **الكلية** للجسيمات (النوى) الناشئة بعد التفاعل .

لنكتب ميزان الطاقة للتفاعل ${}_{Z'}Y^{A'}$ (a, b) ${}_{Z}X^{A}$ آخذين في الحسبان ان الطاقة الكلية لأي جسيم تساوي مجموع طاقيته السكونية والحركية .

لنستخدم الرموز الآتية :

$M = M_n(Z, A)$ للكتلة السكونية للنواة ${}_{Z}X^{A}$ و E لطاقتها الحركية .

m_a للكتلة السكونية للجسيم a و E_a لطاقته الحركية .

$M' = M_n(Z', A')$ للكتلة السكونية للنواة ${}_{Z'}X^{A'}$ و E' لطاقتها الحركية .

m_b للكتلة السكونية للجسيم b و E_b لطاقته الحركية .

فيكون :

$$(M + m_a)\,c^2 + E + E_a = (M' + m_b)\,c^2 + E' + E_b$$

أو

$$\underbrace{(M + m_a - M' - m_b)\,c^2}_{\text{فرق الطاقة السكونية}} = \underbrace{E' + E_b - (E + E_a)}_{\text{تغير الطاقة الحركية}}$$

او

$$\Delta M c^2 = E' + E_b - (E + E_a)$$

يسمى التغير في الطاقة الحركية ، المساوي بالقيمة المطلقة تغير الطاقة السكونية، **طاقة التفاعل** Q ويكون :

$$Q = E' + E_b - (E + E_a) \quad (3-4)$$

$$Q = \Delta M . c^2 = [M_n(Z,A) + m_a - M_n(Z',A') - m_b] c^2$$

أو بدلالة الكتل الذرية عوضا عن الكتل النووية :

$$\Delta M = M(Z,A) - M(Z',A') + m_a - m_b - (Z - Z') m_e \quad (3-5)$$

واذا عبرنا عن كتل النكليدات بالوحدة u نجـد :

$$Q = 931 . \Delta M \ (MeV) \quad (3-6)$$

وبما أن النواة الهدف تكون عادة ساكنة (بالنسبة الى المخبر حيث يجري التفاعل) فـإن $E = 0$ اي :

$$Q = E' + E_b - E_a \quad (3-7)$$

واذا عبرنا عن كتل الجسيمات بوحدات الطاقة ، أو عن الطاقة بوحدات الكتل، كتبنـا :

$$Q = M + m_a - (M' + m_b) \quad (3-8)$$

يسمى التفاعل **ناشرا للطاقة** اذا كان $Q > 0$ اي اذا كان: $M + m_a > M' + m_b$ وهذا يعني ان جزءا من الطاقة السكونية (الكتلة) للنـواة الهدف والجسيم الـوارد يتحول الى طاقة حركية لناتج التفاعل، وبالفعل من (3 - 7) نجد $E_a < E' + E_b$.

اما اذا كان $Q < 0$ فيصاحب التفاعل امتصاص طاقة حرة ويسمى **ماصا للطاقــة** . ويكون مجموع كتل ناتج التفاعل اكبر من الكتلتين المتفاعلتين . ومن الواضح ان هذا التفاعل لا يجري الا اذا استهلك مقدار من الطاقة الحركية للجسيم الوارد لزيادة كتل الجسيمات الناتجة . ولكي يحدث التفاعل الماص للطاقة يجب أن تكون E_a مساوية على الأقــل « **طاقة عتبة التفاعل** » E_{th} وهي الطاقة الدنيا اللازمة لحدوث التفاعل وقيمتها كما سنرى (المعادلة 15 - 3) :

$$E_{th} = |Q| \frac{m_a + M}{M} \qquad (3-9)$$

يمكن تجريبيا التأكد مباشرة من قانون انحفاظ الطاقة بشكله (8 - 3) فتقاس كتل كافة الجسيمات المشاركة في التفاعل بمطياف الكتلة . كما يمكــن قياس طاقــة التفاعل Q قياسا مستقلا من معرفة الطاقة الحركية E_a للجسيم الــوارد وقياس الطاقتين الحركيتين لناتج التفاعل (المعادلة 7 - 3) . فاذا عبرنا عن الكتــل وطاقــة التفاعل بنفس الوحدة يتبين لنا ان طاقة التفاعل النووي أكبر بكثــير من الارتيــاب التجريبي في قياس المقدار $(M + m_a) - (M' + m_b)$. وهذا يعني انه في وسعنا ان نقابل القيمة المقيســة $(M + m_a) - (M' + m_b)$ بالقيمة المقيسة Q . وتدل التجربة بدقة عالية على صحة العلاقة (8 - 3) . وعلى هذا نستطيع ، باستخدام قانون انحفاظ الطاقة ، تعيين الكتل المجهولة وطاقات التفاعلات . وبالفعل اذا كنا نجهل كتلة احد الجسيمات الاربعة المشاركة في التفاعل فإننا نستطيع ايجادها من كتل الجسيمات الثلاثة وقياس طاقة التفاعل . وان دقة هذه الطريقة ليست اقل من دقة تعيين الكتل بمطياف الكتل . وتستخدم هذه الطريقة على نطاق واسع لقياس الكتل الذرية. وعلى الخصوص **قيست كتلة النترون** على أساس قانون انحفاظ الطاقة بالذات إذ يتعذر قياسها بمطياف الكتــل نظرا لاعتدالها الكهربائي . اما اذا كنا نعــلم كتل الجسيمات الاربعة ففي وسعنا حساب طاقة التفاعل مباشرة .

ان المعادلة (8 - 3) هي معادلة عامة ، ومع ذلك فلا يمكن التحقق منها تجريبيا إلا في حالة التفاعلات النووية . اما في حالة التفاعلات الكيميائية ، اي التحولات الجزيئية ، فإن القيم المطلقة لطاقات التفاعل Q ، معبرا عنها بوحدة الكتلة ، اصغر بكثير من الارتيابات في قياس الكتل الجزيئية ولو نفذ هذا القياس بأدق الطرائق .

ب ـ قانون انحفاظ الاندفاع ـ حساب طاقة عتبة التفاعل

الاندفاع الكلي للجسيمات قبل التفاعل يساوي الاندفاع الكلي للجسيمات الناتجة من التفاعل . فإذا كان $\vec{p}_1$ ، $\vec{p}_2$ ، $\vec{p}_3$ ، $\vec{p}_4$ اشعة الاندفاع لجسيمين قبل التفاعل وآخرين بعده ، كان لنا على أساس قانون انحفاظ الاندفاع :

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 \qquad (3 - 10)$$

فاذا كانت النواة الهدف ساكنة كان $\vec{p}_2 = 0$ و :

$$\vec{p}_1 = \vec{p}_3 + \vec{p}_4 \qquad (3 - 11)$$

يمكن قياس القيم المطلقة لاندفاعات الجسيمات **بالمطياف المغنطيسي** او بقياس طاقة الجسيمات لأن الطاقة والاندفاع مرتبطان مباشرة ($E = \frac{p^2}{2m}$ وفي حالة السرع النسبوية $E = \sqrt{p^2 c^2 + m_0^2 c^4}$) وتقاس الزوايا بين اشعة الاندفاع بدراسة التفاعل في **أجهزة تسجيل المسارات** أو باستخدام كواشف اخرى للجسيمات توجّه بالنسبة الى الهدف ، حيث يجري التفاعل النووي ، بحيث تكشف في آن واحد كلا الجسيمين الناتجين من التفاعل . وهكذا يمكن تجريبيا قياس كل شعاع قياسا مستقلا والتحقق من العلاقتين (10 - 3) و (11 - 3) . وتؤكد النتائج التجريبية في مجملها صحة قانون انحفاظ الاندفاع سواء في التفاعلات (أو التحولات) النووية ، أو في تبعثر الجسيمات .

نستفيد من قانون انحفاظ الاندفاع في بيان إسهام الطاقة الحركية في « طاقة الإثارة » وفي حساب طاقة عتبة التفاعل الماص للطاقة . فكما ذكرنا تكون النواة الهدف ساكنة عادة ، والاندفاع الكلي للجملة جسيم ــ نواة هو اندفاع الجسيم فقط . وعلى اساس قانون انحفاظ الاندفاع يكون اندفاع « النواة المركَّبة » التي اسرت الجسيم مساويا اندفاع الجسيم . وبما أن الطاقة مرتبطة دوما بالاندفاع فهذا يعني أن جزءا من E_a الطاقة الحركية للجسيم تحتفظ به النواة المركبة على هيئة طاقة حركية E_n . وينتقل الباقي $E^* = E_a - E_n$ الى النواة المركبة ليسهم في طاقة إثارتها . فاذا رمزنا ب $m_a v_a$ الى اندفاع الجسيم و ب M الى كتلة النواة الهدف ، و ب $(m_a + M)$ الى كتلة النواة المركبة ، مهملين ازديادها نتيجة امتصاص الطاقة ، وجدنا :

$$m_a v_a = (m_a + M)\, v_n \qquad (3-12)$$

حيث v_n سرعة النواة المركبة (وهي نفسها سرعة مركز عطالة الجسيم والنواة الهدف ، لأن الجسيم بعد امتصاصه لايتحرك بالنسبة الى النواة) . وعلى هذا فإن الطاقة الحركية للنواة المركبة هي :

$$E_n = \tfrac{1}{2}(m_a + M)\, v_n^2 = E_a \frac{m_a}{m_a + M} \qquad (3-13)$$

وتتحول الطاقة :

$$E^* = E_a - E_n = E_a \frac{M}{m_a + M} \qquad (3-14)$$

الى طاقة اثارة . والمألوف أن يكون $M >> m_a$ اي $E^* \approx E_a$. الا انه من حيث المبدأ $E^* < E_a$ ، وعندما تكون كتلة النواة الهدف صغيرة يمكن لـ E^* أن تختلف عن E_a اختلافا كبيرا .

ان E^* هي الطاقة الحركية الكلية للجسيم والنواة الهدف في **جملة الاحداثيات المرتبطة بمركز العطالة** ولا يتحول الى طاقة اثارة للنواة المركبة سوى هذه الطاقة الحركية **التي يمكن ان تنقلب الى طاقة سكونية** (اي الى كتلة) . ولهذا السبب فإن طاقة العتبة في التفاعلات **الماصة للطاقة** تكون أكبر من طاقة التفاعل | Q | ، إذ في هذه التفاعلات يجب أن تكون E^* مساوية | لها | على الأقل :

$$E^* = |Q| = E_a \frac{M}{m_a + M}$$

ومنه :

$$E_a = |Q| \frac{m_a + M}{M} = E_{th} \qquad (3-15)$$

وهذا ما ذكرناه سابقا (المعادلة (3-9)) .

وفي الحالة الخاصة عندما لا يتحرك مركز العطالة بالنسبة الى المخبر ، اي عندما تنطبق جملة الاحداثيات المخبرية (المرتبطة بالمخبر) على جملة الاحداثيات المرتبطة بمركز العطالة ، وهذا ما يوافق حركة الجسيم والنواة كل باتجاه الآخر باندفاعين متساويين بالقيمة العددية ، يكون $E^* = E$ حيث E هنا مجموع الطاقتين الحركيتين للجسيم والنواة . وتتحول هنا الطاقة الحركية بكاملها الى طاقة إثارة للنواة المركبة وتكون طاقة العتبة للتفاعل الماص للطاقة مساوية | Q | (اي $E_{th} = E = |Q|$) .

مثال : لنحسب طاقة العتبة في التفاعل $_4Be^9\,(p, n)\,_5B^9$. لدينا :

$M(Be^9) = 9{,}0122\ u$, $M(B^9) = 9{,}0133\ u$,

$M(H) = 1{,}0078\ u$ $m_p = 1{,}0073\ u$, $m_n = 1{,}0087\ u$, $m_e = 0{,}0005\ u$

ومن (3-5) نجد :

$$\Delta M = 9{,}0122 + 1{,}0078 - (9{,}0133 + 1{,}0087) = -0{,}002\ u$$

وعلى هذا تكون طاقة التفاعل :

$$Q = 931 . \Delta M \cong -1{,}9\ MeV$$

وطاقة العتبة للبروتون :

$$E_{th} = \frac{9+1}{9} \times 1{,}9 \approx 2{,}1\ MeV$$

جـ ـ **قانون انحفاظ عزم الاندفاع** (الاندفاع الزاوي او العزم الحركي) .

يبقى الاندفاع الزاوي محفوظا في التفاعلات النووية . ولا تولد تصادمات الجسيمات إلا تلك النوى المركبة التي يكون اندفاعها الزاوي مساويا احدى القيم الممكنة للعزم الزاوي الذي نحصل عليه من جمع العزم الزاوي للجسيمات الى العزم الزاوي لحركتها النسبية . وكذلك فإن طرق تفكك النواة المركبة هي فقط تلك التي تسمح بانحفاظ الاندفاع الزاوي . ولم يشاهد تجريبيا أي شذوذ عن هذه القواعد.

د ـ قوانين انحفاظ أخرى

١ ـ تبقى الشحنة الكهربائية محفوظة في التفاعلات النووية : فالمجموع الجبري للشحنات قبل التفاعل يساوي المجموع الجبري للشحنات بعده .

٢ ـ وكذلك يبقى عدد النكلونات محفوظا في التفاعلات النووية ، الأمر الذي يفسّر ، في الحالة الأكثر شمولا ، على أنه انحفاظ الشحنة الباريونية . (اذا كانت الطاقة الحركية للنكلونين المتصادمين كبيرة جدا فمن الممكن حدوث تفاعلات مع إنتاج ازواج من النكلونات . وبما أنه تنسب للنكلون والنكلون المضاد إشارتان متعاكستان للشحنة الباريونية فإن المجموع الجبري للشحنات الباريونية يبقى دائما على حاله دون تغيير في أي عملية . أنظر الفقرة ٤ ـ ٤) .

٣ ـ وفي التفاعلات النووية التي تحدث بتأثير القوى النووية او الكهرطيسية تنحفظ زوجية التابع الموجي الذي يصف حالة الجسيمات قبل التفاعل وبعده . اما زوجية التابع الموجي فلا تبقى محفوظة في التحولات الناجمة عن القوى الضعيفة.

والخلاصة تضع قوانين الانحفاظ ، في مجملها ، حدا معينا لإمكان بلوغ التفاعلات المتسلسلة فالتفاعل النافع من وجهة نظر الطاقة يبدو دائما مستحيلا اذا كان حدوثه يؤدي الى الإخلال بأحد قوانين الانحفاظ .

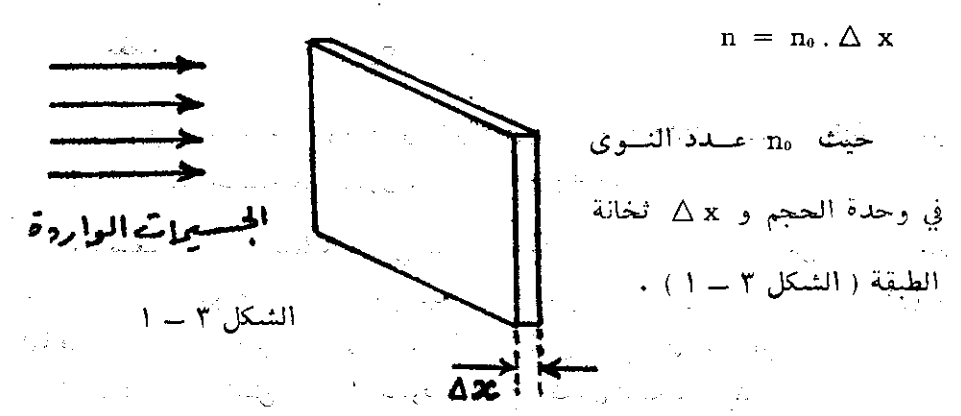
٣ ـ ٥ ـ مقطع التفاعل σ وعرض السوية Γ

من المألوف التعبير عن احتمال مختلف العمليات النووية بواسطة مقطع ما σ . لنفترض ان سيل الجسيمات (نترونات مثلا) ذا الكثافة $\frac{N_0}{cm^2}$ يعبر طبقة

مادية ثخانتها هي بحيث ان الجزء الذي قاعدته سنتيمتر مربع واحد يحوي n نواة. من الواضح ان :

$$n = n_0 . \Delta x$$

حيث n_0 عـدد النـوى في وحدة الحجم و Δx ثخانة الطبقة (الشكل ٣ — ١) .



الشكل ٣ — ١

لنفترض بعد ذلك أن N جسيما (من أصل N_0) عانت تفاعلا نوويـا معينا . يمثل المقدار :

$$P = \frac{N}{N_0}$$

احتمال ان يثـير الجسيم المدروس التفاعل المذكـور لـدى اختراقه الطبقـة Δx ويسمى P مردود التفاعل . وبما ان التفاعل مـع نواة معينة يحدث مستقلا عـن النوى الاخرى ، فان المقدار P يجب أن يتناسب مع عدد النوى الموجودة في الطبقـة المدروسة أي :

$$P = \frac{N}{N_0} = \sigma\, n \qquad (3 - 16)$$

يمثل المقـدار σ احتمال حـدوث التفاعل مع النواة الواحدة . وبما ان لـ n ابعاد مقلوب المسـاحة (عدد النوى المقابل لمساحة قدرهـا ١ سم٢ من الطبقة) و P مقدار عديم الأبعـاد فإن لـ σ أبعاد مسـاحة. انالمقدار σ المعرف بالعلاقة (16 - 3) والذي يصف احتمال التفاعل النووي المدروس ، يسمى **مقطع التفاعل** . ويكون لـ σ قيمة معينة لمادة معينة ولكل تفاعـل نووي معهـا . ووفقا للتفاعلات المدروسة سابقا يمكن التحدث عن :

ـ مقطع تفاعل الأسر σ_c

ـ مقطع تفاعل الانشطار σ_f

ـ مقطع عملية التبعثر σ_s ، الخ ...

ان مقاطع التفاعلات النووية غير كبيرة فهي من مرتبة $10^{-28}\ m^2$. ولهذا تقاس هذه المقاطع بوحدة خاصة هي البارن ويساوي $10^{-28}\ m^2$.

ولوصف احتمال العمليات التي تحدث للنواة المركبة في وحدة الزمن يستفاد من مفهوم « عرض السوية » الذي يرمز اليه عادة بالحرف Γ (راجع الفقرة ١ ــ ١٢) . فكما ذكرنا تستطيع النواة المركبة المثارة ان تتخلص من إثارتها عن طريق :

١) إطلاق نترون ، وليكن احتمال حدوث ذلك في غضون ثانية هو λ_n

٢) إصدار كوانت γ ، وليكن احتمال ذلك λ_γ في غضون ثانية .

٣) إطلاق بروتون ، وليكن احتمال ذلك λ_p في غضون ثانية .

٤) إطلاق جسيم α ، وليكن احتمال ذلك λ_α في غضون ثانية .

ان احتمال خروج النواة في خلال ثانية من حالة اثارة معينة **بأي من الطرق المذكورة** يساوي مجموع هذه الاحتمالات :

$$\lambda = \lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_p + \lambda_\alpha$$

ثم إن احتمال حدوث الانتقال من حالة الى أخرى مرتبط بالعمر المتوسط τ بالعلاقة $\lambda = \frac{1}{\tau}$ ويقابل الزمن τ ، وفقا للميكانيك الكوانتي ، **ارتياب في طاقة الحالة المثارة** يساوي $\Delta E \equiv \Gamma$ بحيث يكون :

$$\Delta E . \tau = \bar{h} = \Gamma \tau \qquad (3-17)$$

ان الارتياب Γ في طاقة الحالة المثارة هو ما يسمى **عرض السوية** ، وهو يرتبط مباشرة باحتمال الانتقال ويتناسب معه :

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = \hbar\lambda = \hbar\,(\lambda_n + \lambda_\gamma + \lambda_p + \lambda_\alpha) = \Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_p + \Gamma_\alpha \qquad (3-18)$$

يسمى المقدار Γ «**العرض الكلي**» للسوية ، اما المقادير Γ_n ، Γ_γ ، Γ_p ، Γ_α فيسمى كل منها «**العرض الجزئي**» . وعلى هذا يمثل Γ_b العرض الجزئي للسوية وذلك في حالة **خروج الجسيم** b من النواة المركبة .

بناء على ما سبق ، اذا كان لدينا N_0 نواة في حالة مثارة في اللحظة $t = 0$ فإنها ستتخلص من إثارتها حسب القانون الزمني الآتي :

$$N(t) = N_0\, e^{-\lambda t} = N_0\, e^{-\frac{\Gamma}{\hbar} t} \qquad (3-19)$$

٣ ــ ٦ ــ التفاعلات النووية التي تحدثها النترونات

ان دور هذه التفاعلات هو الأكثر اهمية . فمهما تكن طاقة النترونات صغيرة فإنها تنفذ الى النوى الذرية . ولهذا فإن النترونات فعالة جدا في إحداث التفاعلات النووية . وزيادة على ذلك في وسعنا القول إن اي نترون سينفذ حتما ، عاجلا أو آجلا ، الى نواة ما مسببا تفاعلا نوويا[١] . فإذا نفذ النترون الى نوى النظائر **الخفيفة** حدثت ، على الأغلب ، تفاعلات يصاحبها انبعاث جسيمات **مشحونة** :

$${}_{12}Mg^{24} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{11}Na^{24} + {}_1H^1$$

$${}_{11}Na^{23} + {}_0n^1 \rightarrow {}^*{}_{11}Na^{24} \rightarrow {}_9F^{20} + {}_2He^4$$

---

١) هذا اذا كان النترون يتحرك في وسط مادي . اما إذا كان النترون في الخلاء فإنه يستمر في الحركة إلى أن يحدث تفككه الإشعاعي .

ويزداد احتمال حدوث هذه التفاعلات بازدياد طاقة النترونات . كما تجري ، الى جانب ذلك ، تفاعلات اسر النترون :

$$_{13}Al^{27} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{13}Al^{28} + \gamma$$

وجدير بالملاحظة انه نتيجة التفاعلات الجارية بتأثير النترونات تتشكل نوى نظائر **مشعة** . فالنوى (Al^{28} ، F^{20} ، Na^{24}) المتشكلة نتيجة التفاعلات في الأمثلة السابقة ، نشيطة إشعاعيا . ويستفاد من التفاعلات النترونية ، على نطاق واسع ، للحصول على النظائر المشعة المختلفة . ويتفكك النظير المشع ، المتشكل نتيجة نفوذ نترون في النواة ، مطلقاً جسيمات $\beta-$ عادة . وهذا مفهوم لأن لدى النوى المتشكلة فائضا نترونيا فتعاني ، كما نعلم ، التفكك $\beta-$.

أما في النوى **المتوسطة** فهناك تنافس بين تفاعل الاسر وعملية التبعثر اللامرن للنترون التي تجري وفق المخطط الآتي :

$$_{Z}X^{A} + {}_0n^1 \rightarrow {}_{Z}^{*}X^{A} + {}_0n^1$$

وعلى الرغم من أن هذه العملية تسمى **تبعثر النترونات** إلا ان الحقيقة هي ان النترون المنطلق من النواة هو غير النترون الذي نفذ إليها . إذ ينبعث من النواة المركبة المثارة نترون ما ذو طاقة تختلف ، عادة ، عن طاقة النترون الذي نفذ إليها . ولهذا تكون النواة ، بعد انطلاق النترون منها ، في حالة مثارة (أشير اليها بنجمة صغيرة) . ويصاحب عودة النواة الى حالتها الاساسية (الطبيعية) صدور كوانت γ .

وبما أن النترون لا يعاني تأثير القوى الكولونية فنستطيع افتراض ان مقطع التفاعلات النترونية هو المقطع الهندسي للنواة المساوي πR^2 حيث R نصف قطر النواة ، لأن أي نترون يقترب من النواة يجب ان تجرّه اليها القوى النووية . وبعبارة اخرى يجب أن تكون النواة بالنسبة الى النترونات مثل الجسم الاسود بالنسبة الى الأشعة الضوئية . ولولا أن للنترون خصائص موجية لحدث الأمر على

هذه الشاكلة . بيد أن النترونات ، في الحقيقة ، مثل الالكترونات والبروتونات ، ذات خصائص موجية .

ويتعين طول موجة النترون λ من علاقة دوبروي :

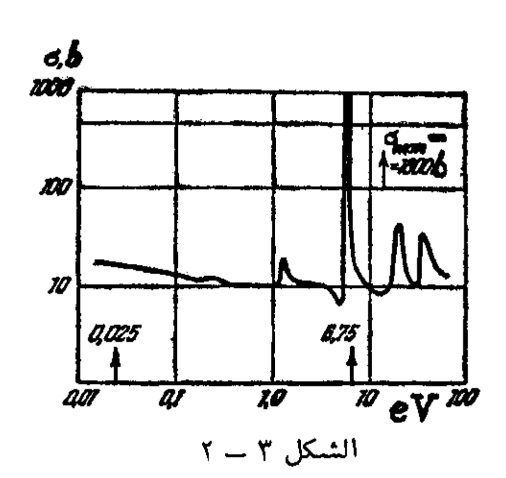
$$\lambda = \frac{h}{m v} = \frac{h}{p} \quad , \quad \bar{\lambda} = \frac{\bar{h}}{m v}$$

حيث h ثابت پلانك و $p = m v$ اندفاع الجسيم . وبما ان النترون ليس كريّة او نقطة مادية فإن تفاعله مع النوى لا تحدده الأبعاد الهندسية للنواة بل طول موجته . ولهذا فإن مقطع النواة ، فيما يخص التفاعلات النووية، هو من مرتبة $\pi \bar{\lambda}^2$ وليس πR^2 . وبما ان الخصائص الموجية هي التي تحدد نفوذ النترون الى النواة فإنه تحدث ، عند هذا النفوذ ، ظواهر **تجاوبية** تتجلى في ان نترونات ذات طول موجي معين ، وبالتالي ذات طاقة معينة ، تشكل النواة المركبة بفعّالية اكبر . ان الظواهر التجاوبية هي نتيجةكون النوى ، مثل الذرات ، جملا كوانتية يمكن أن توجد في حالات طاقية معينة E_1^i ، E_2^i ، .... ، E_k^i . فإذا كانت نتيجة وقوع النترون في النواة هي ان الطاقة الكلية للجملة تصبح مساوية احدى هذه القيم E_s^i فإن النواة المركبة يمكن أن تتشكل . وعلى هذا يكون احتمال تشكل النواة المركبة عظيما جدا اذا تحقق الشرط :

$$E_s + m_n c^2 + M c^2 = E_s^i$$

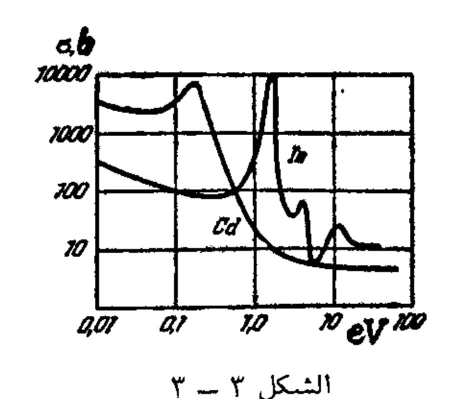
حيث E_s الطاقة الحركية للنترون التي تحقق هذه المساواة ، m_n كتلته ، M كتلة النواة التي يقع فيها (ينفذ اليها) النترون ، E_s^i إحدى الحالات الطاقية المكنة للنواة المركبة . إما إذا كان: $E > E_s = E_s^i - M c^2 - m_n c^2$ فإن تشكل النواة المركبة يغدو صغير الاحتمال . ولكي تتشكل ، على الجملة أن تشع نائض الطاقة $E - E_s$.

يبين الشكل (٣ـ٢) نتائج القياسات التجريبية فيما يخص تبعية مقطع تفاعل اسر نوى الاورانيوم ٢٣٨ للنترونات لطاقة هذه النترونات. ونرى ان لمقطع هذا التفاعل ذروة حادة عندما تساوي طاقة النترونات 6,75 eV أي ان هذه النترونات تنفذ بفعالية استثنائية في نوى U^{238} .



الشكل ٣ ـ ٢

اما الشكل (٣ ـ ٣) فيظهر علاقة مقطع تفاعل أسر النترونات بطاقتها وذلك في نوى Cd و In . يوضح الشكلان(٣ـ٢) و (٣ـ٣) ان احتمال التفاعل النووي يعبر عنه بتابع شديد التعقيد يتوقف على خصائص النواة المركبة. وتستطيع النظرية الموجية (الكوانتية) إيجاد شكل هذه التبعية . فإذا كانت المسافة بين سويات الطاقة المتجاورة، في النواة المركبة المتشكلة، كبيرة كبرا كافيا فإن مقطع التفاعل النووي :



الشكل ٣ ـ ٣

$$X + a \rightarrow Y + b \qquad (3-20)$$

يعبر عنه بالصيغة الآتية :

$$\sigma_{ab} = \pi \bar{\lambda}^2 \frac{\Gamma_a \Gamma_b}{(E - E_s)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \qquad (3-21)$$

حيث تشير $\bar{\lambda}$ ، E ، E_s الى المقادير المبينة سابقا . اما Γ_a و Γ_b فهما العرضان الجزئيان و Γ العرض الكلي للسوية .

تبين العلاقة (3 - 21) انه اذا كان $E = E_s$ فـإن قيمة σ_{ab} تكـون عظمى **(نفوذ تجاوبي)** وعندما تنقص طاقة النترون يزداد طول موجته فيزداد σ_{ab} ولهـذا فإن النترونات البطيئة هي الأكثر فعالية في تحقيق التفاعلات النووية . وعلينا أن نذكر انه باستثناء اخف النوى ، لاتستطيع النواة المركبة ، المتشكلة نتيجة اسـر النترون ، إصدار جسيمات مشحونة فيكون $\Gamma_p = \Gamma_d \cong 0$. اما الجسيم المنبعث في هذه الحالة فيمكن أن يكون نترونا أو كوانتا γ .

وبما ان النترونات البطيئة اشد فعاليـة في النفوذ الى النوى مـن النترونـات السريعة فإنه كثـيرا ما يلجأ الى تهـدئة النترونات لزيـادة فعاليتها . ويجري كبـح النترونات بجعلها تتصادم تصادما مرنا مع الذرات فتكسبها جزءا من طاقتها الحركية واندفاعها. وتتعين الطاقة المنتقلة في تصادم مرن من نسبة كتلتي الجسيمين المتصادمين. فيكون كبـح النترونات شديدا إذا تصادمت مع ذرات خفيفة . ولهـذا اذا تحركت النترونات في وسط مكون من ذرات خفيفة فإن النترونات ، التي تنجو من الوقوع في اسر نوى هذا الوسط ، تفقد طاقتها نتيجة التصادمات المرنة . وتستمر عملية تهدئة النترونات الى ان تغدو طاقتها الحركية من مرتبة طاقة « الحركة الحرارية » . ان هذه النترونات « الحرارية » فعالة جدا في تفاعلات الأسر الإشعاعي وانقسام النوى .

٣ ـ ٧ ـ انشطار النوى

انشطار النواة هو انقسامها الى قسمين أو اكثر . والحالة الخاصة الأكثر حدوثا هي انشطارها الى شطرين . تسمى الأجزاء الناجمة عـن الانشطار فِلَقـاً (جمـع فِلقة) او شظايا . وتكون كثافة المادة النووية ، وكذا كثافـة الشحنة الكهربائية ، في النواة الأصلية والفلق هي نفسها . وتكون الطاقـة الحركية للشظايا عظيمة إذ تمكن الشظايا من النفوذ عبر طبقات مادية ثخانتها بضعة أعشار المليمتر .

تمر النواة ، عند انشطارهـا ، بعدة مراحـل يصورها الشكل (٣ـ ٤) . وهي تنشطر فيما إذا كان اقل حيود لها عن الشكل الكروي **يتزايد** نتيجـة رجحان قـوى

الشكل ٣ ــ ٤

التدافع على قوى التجاذب .

لنوجد شرط انشطار النوى. ليكن fA العدد الكتلي للشظية الأولى و $A(1-f)$ العدد الكتلي للشظية الثانية ، حيث f عدد كسري أصغر من الواحد . وفي الحالة الخاصة التي تنشطر فيها النواة الى شطرين متساويين (وهذا ما يدعى الانشطار المتناظر) يكون $f = \frac{1}{2}$. وبما أن النكلونات موزعة في النواة بانتظام فلنا أن نعتبر شحنة النواة موزعة بين الفلقتين مثل الكتلة أي أن شحنة الشظية الأولى $f\,Ze$ وشحنة الثانية $Ze\,(1-f)$. وتتوزع طاقة النواة الأصلية عند انقسامها بين الشظيتين وبالتالي :

$$M - m_1 - m_2 - E_f = 0 \qquad (3-22)$$

حيث M كتلة (طاقة) النواة الابتدائية ، m_1 و m_2 كتلتا الشظيتين ، E_f الطاقة الحركية للشظيتين مقدرة بوحدة u . لنلاحظ أن E_f لايمكن أن تقل عن مقدار معين . وبالفعل لنفترض ان النواة انشطرت الى شطرين . معنى هذا ان جزاي النواة قد تباعدا الى مسافة تتعدى نصف قطر تأثير القوى النووية .

الشكل ٣ ــ ٥

لنفترض ان الطاقة الحركية للشظيتين تساوي الصفر في هذه اللحظة . وبما انهما مشحونتان فسوف تتدافعان بتأثير قوة كولون وتكتسبان في اثناء تباعدهما الطاقة الحركية E°_f . وتمثل E°_f القيمة الصغرى للطاقة الحركية للشظيتين لانهما ستكتسبان هذه الطاقة حتما على حساب قوة كولون التدافعية . أما اذا كان للشظيتين ، في لحظة الانشطار ، طاقة حركية E'_f فإن طاقتهما تصبح ، بعد أن تتباعدا مسافة كبيرة :

$$E_f = E'_f + E^\circ_f \quad (3-23)$$

لنحسب قيمة E°_f . لنفترض للتبسيط ان الانشطار يحدث بحيث يتشكل من النواة الأصلية الكروية نواتان كرويتان (الشكل ٣ ــ ٥) . إن العمل المنجز على إبعاد هاتين النواتين هو بالضبط E°_f . وعلى هذا نجد :

$$E^\circ_f = k \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_1 + r_2} \quad (3-24)$$

حيث $Z_1 e$ ، $Z_2 e$ شحنتا النواتين الشظيتين و r_1 ، r_2 نصفا قطريهما . ولكن بما أن كثافة الشظيتين مثل كثافة النواة الأصلية فإننا على أساس (1 - 19) ، نكتب : $r_1 = r_0 f^{1/3} A^{1/3}$ و $r_2 = r_0 (1-f)^{1/3} A^{1/3}$ . . ثم بالاستفادة من (1 - 25) نجد الطاقة الحركية للشظيتين :

$$F^\circ_f = \frac{k Z^2 f (1-f) e^2}{r_0 A^{1/3} [f^{1/3} + (1-f)^{1/3}]} = \frac{5}{3} a_4 \frac{f (1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} , \quad (3-25)$$

حيث ، كما نعلم ، $a_4 = \frac{3}{5} k \frac{e^2}{r_0}$.

إن الطاقة الكلية للشظيتين المتشكلتين عند الانشطار هي ناتج جمع الطاقةالمرتبطة بكتلتيهما m_1 ، m_2 وطاقتهما الحركية . وبالاستفادة من الصيغة نصف التجريبية لطاقة النواة (1 - 27) نستطيع ايجاد عبارة الطاقة الدنيا للشظيتين :

$$m_1 + m_2 + E^\circ_f = f m_n A - f Z (m_n - m_p) - a_1 f A + a_2 f^{2/3} A^{2/3} +$$

$$+ a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} f + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} f^{5/3} +$$

$$+ (1-f) m_n A - (1-f) Z (m_n - m_p) - a_1 (1-f) A +$$

$$+ a_2 (1-f)^{2/3} A^{2/3} + a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} (1-f) +$$

$$+ a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} (1-f)^{5/3} + \frac{5}{3} a_4 \frac{f(1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}} \frac{Z^2}{A^{1/3}} \qquad (3-26)$$

اما طاقة النواة الأصلية فتساوي ، معبرا عنها بوحدة u :

$$M = m_n A - Z(m_n - m_p) - a_1 A + A_2 A^{2/3} + a_3 \frac{(A-2Z)^2}{A} +$$

$$+ a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad . \qquad (3-27)$$

وقد غضضنا النظر ، في (3 - 26) و (3 - 27) عن الحد a_5 لصغره في النوى الثقيـلة .

تنشطر النواة اذا تحقق الشرط :

$$M - m_1 - m_2 - E^o_f \geqslant 0 \qquad (3-28)$$

الذي نكتبه بعد الاستفادة من (3 - 26) و (3 - 27) بالشكل :

$$a_2 A^{2/3} [1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3}] + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3} -$$

$$\frac{5}{3} \frac{f(1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}}] \geqslant 0 \qquad (3-29)$$

وفي الحالة الخاصة عندما $f = \frac{1}{2}$ يصبح الشرط (3 - 29) كما يلي :

$$0{,}26\ a_2\ A^{2/3} \leqslant a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}}\ .\ 0{,}108 \qquad (3-30)$$

تبين العلاقة (30 - 3) ان انشطار النوى يتعين من النسبة بين الطاقةالكولونية $\varepsilon_4 = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ والطاقة السطحية للنـواة $\varepsilon_2 = a_2 A^{2/3}$. ومن (30 - 3) نجد ان الانشطار يحدث عندما :

$$\frac{\varepsilon_4}{\varepsilon_2} = a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \cdot \frac{1}{a_2 A^{2/3}} = \frac{a_4}{a_2} \frac{Z^2}{A} = 2{,}4 \qquad (3-31)$$

تعطي العلاقة الأخيرة قيمـة اكبر الى حـد ما مـن القيمـة اللازمة للانشطـار ، والسبب هـو أننـا افترضنـا ان الانشطـار يحـدث عندمـا تـأخـذ النـواة ، التي تعاني الانشطار ، الشكل المبين على الرسم (٣ ــ ٥) . إلا ان حسابا اكثر دقـة يبين ان النواة تنشطر ، بمجرد حيودها عن الشكل الكروي ، اذا تحقق الشرط :

$$\varepsilon_4 : \varepsilon_2 \geqslant 2 \qquad (3-32)$$

ومن (32 - 3) و (30 - 1) ينتج أن القيمة الحدية

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{lim} = 2\frac{a_2}{a_4} = 45 \qquad (3-33)$$

وهكذا فإن اي نـواة تحقـق المتراجحة $\frac{Z^2}{A} > \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{lim} = 45$ لايمكن ان تكون مستقرة وهي تتفكك عن طريق الانشطار . ويحـدث انشطار مثل هذه النـواة في غضون الزمن المميز للتفاعلات النووية اي، عمليا، في لمح البصر (او فورا) . يسمى انشطار كهذا **فوريا** . ان نوى العناصر التي تشغل آخر جدول مندلييف تحقق النسبة $\frac{Z}{A} \cong 0{,}39$. وعلى هذا نجد من (33 - 3) :

$$Z = 45\,\frac{A}{Z} = 115$$

اي أن النوى التي شحنتها تساوي او تتعدى 115 e تعاني انشطارا فوريا . فإذا تشكلت هذه النوى انشطرت من فورها لأن لديها طاقة تجاوز طاقة الحاجز الكموني E_f^o . بيد أن الانشطار يمكن أن يحدث للنوى التي يكون $\frac{Z^2}{A}$ فيها اصغر من 45 والتي لديها طاقة تقل عن الحاجز الكموني الانشطاري . فقد رأينا ، على مثال التفكك α ، أن النفوذ عبر الحاجز الكموني ممكن ولو كانت طاقة الجسيم ، او مجموعة الجسيمات النووية (كالجسيم α) اصغر من قيمة الحاجز الكموني («الأثر النفقي») . ويحدث هذا النفوذ (العبور) باحتمال صغير ، ويزداد صغره كلما كبر الفرق بين قيمة الحاجز الكموني وطاقة الشظيتين . وفي هذه الحالة يجري انشطار النوى على غرار التفكك α ويكون ، بالتالي ، شكلا من اشكال النشاط الإشعاعي . ومن المألوف تسمية انشطار كهذا **الانشطار الطوعي** (التلقائي) .

ينشطر الأورانيوم ٢٣٥ طوعا باحتمال صغير جدا : فدور انشطاره 10^{13} — 10^{12} سنة . اما الانشطار الطوعي لنوى الاورانيوم ٢٣٨ فهو اندر : دور انشطاره ~ 10^{17} سنة !

٣ — ٨ ـ انشطار النوى القسري

لا يحدث الانشطار الفوري اذا كان $\frac{Z^2}{A} < 45$. ولكن إذا قدّم للنواة التي فيها $\frac{Z^2}{A} < 45$ طاقة إضافية ΔE كافية انشطرت النواة فورا. ان الطاقة ΔE اللازمة لإحداث الانشطار الفوري تساوي (بالاستفادة من (29 - 3) :

$$\Delta E = a_2 A^{2/3} [(1-f)^{2/3} + f^{2/3} - 1] - \frac{a_4 Z^2}{A^{1/3}} [1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3} - \frac{5}{3} \frac{5 f (1-f)}{f^{1/3} + (1-f)^{1/3}}] \tag{3 - 34}$$

يمكن إكساب النواة الطاقة ΔE بطرق مختلفة . فبتعريض النواة لكوانتات γ ذات طاقة عالية إلى حد كاف تمتص النواة كوانت γ وتنتقل الى حالة مثارة تستطيع فيها الانشطار . ولكن هل تنشطر نواة معينة أم تنتقل من حالتها المثارة بأحد الطريقين الممكنين : إطلاق كوانت γ ، أو نترون ؟ يتوقف هذا الأمر على المصادفة . ووفقا لاحتمالات هذه العمليات Γ_f (للانشطار) ، Γ_γ ، Γ_n فإن جزءاً من النوى ينشطر وهو $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_\gamma}$. تسمى عملية انشطار النوى بتأثير كوانتات γ **«الانشطار بالفوتونات»** .

ولانشطار النوى بتأثير النترونات دور خاص . فعندما ينفذ النترون الى النواة يكسبها طاقة تساوي مجموع طاقته الحركية وطاقة ارتباطه في النواة المركبة المتشكلة . وتساوي طاقة ارتباط النترون في النوى الثقيلة 7,5 MeV وسطيا فتكون النواة المركبة ، المتشكلة نتيجة أسر النترون ، في حالة شديدة الإثارة وهذا ما يجعل انشطار النواة المركبة ممكنا .

وتكون طاقة ارتباط النترون في بعض النوى كافية لإثارة الانشطار . فتنشطر هذه النوى ولو كانت النترونات النافذة اليها حرارية . ونذكر منها U^{235} ، Pu^{239} (1) ، U^{233} (تنشطر وضوحا النوى المثارة U^{236} ، Pu^{240} ، U^{234}) . هذا وإن درجة

---

1) يتشكل $_{94}Pu^{239}$ عندما يعمل المفاعل النووي .

إثارة النــواة المركبة U^{236} ، التي تتشكل عندما يأســر النظير الأساسي U^{238} نترونا حراريا ، غير كافية للانشطار¹) . ولكي تنشطر النواة U^{238} يجب أن تمتص النــواة U^{238} نترونا طاقته الحركية تتعدى 1,1 MeV .

وكما ذكرنا تستطيع النواة المركبـــة لا ان تنشـطر فقط بل وان تطلق كوانتاً γ او نترونا (« تبعثر » النترونات) . ويبين الجــدول (٣ ــ ١) احتمال حدوث هــذه العمليات (بتعبير ادق مقاطع هذه التفاعلات مقدرة بالبارن) في حالة بعض المواد لــدى تعريضها للنترونات الحرارية .

المادة	σ_f	σ_γ	σ_s
U^{235}	549	101	8,2
U^{238}	0	2,80	8,2
Pu^{239}	664	361	....
اورانيوم طبيعي	3,92	3,5	8,2

الجدول ٣ ــ ١

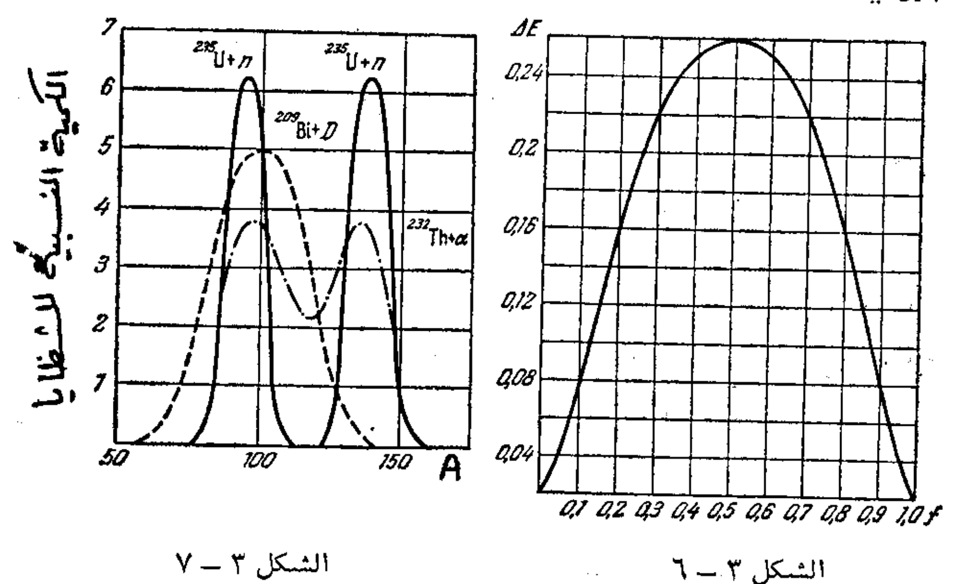
---

١) بما أن النواة U^{235} فردية ــ زوجية و U^{238} زوجية ــ زوجية، فإن نصيب النكلون الواحد في نواة U^{235} وسطيا اكبر من نصيبه في نواة U^{238} (راجع 26 - 1) . ويجلب النترون الحراري لكل من النــواتين نفس القــدر مــن الطاقة . إلا ان النــواة U^{236} المتشكلة هي زوجية ــ زوجية في حين ان النواة U^{239} فردية ــ زوجية ، وبالتالي فإن نصيب النكلون الواحد في النواة المتشكلة U^{236} اصغر من نصيبه في U^{239} . وهكــذا نرى أن طاقة النكلونات في النواة الأصلية U^{235} نسبيا اكبر منهــا في U^{238} . بينمــا في النــواة النهائيــة U^{236} طاقــة النكلونات نسبيا أصغر منهــا في U^{239} . ولهــذا تكون النواة U^{239} المتكونة نتيجة نفوذ النترونات الحرارية ، اقــل إثارة مــن النــواة المركبة U^{236} .

يتضح من الجدول ان الانشطار عقب أسر نترون حراري هو الراجح والسائد في حالة Pu^{239} و U^{235} . اما الاورانيوم الطبيعي الذي لايحتوي سوى ٠,٧ ٪ من U^{235} فإن النترونات تحدث فيه من الانشطار ، وسطيا ، بمقدار ما يحدث من أسر إشعاعي ، وأقل مما يحدث من تبعثرها اللامرن .

٣ ـ ٩ ـ شظايا الانشطار

تتوقف الطاقة المتحررة عند الانشطار على كيفية حدوثه . ويبين الشكل (٣ـ٦) علاقة هذه الطاقة بقيمة المقدار f وذلك في حالة الأورانيوم ٢٣٨ . ونرى أن الطاقة العظمى تقابل القيمة $f = \frac{1}{2}$. ومن الواضح انه عندما تكون طاقة الاثارة كافية يكون الانشطار ممكنا ولو اختلف f عن $\frac{1}{2}$. ولهذا تلاحظ عند الانشطار شظايا متنوعة تتباين في كتلها تباينا كبيرا . ويتوقف احتمال هذا الانشطار أو ذاك ليس فقط على



الشكل ٣ ـ ٧

الشكل ٣ ـ ٦

درجة إثارة النواة بل وعلى بنيتها . ولهذا فإن الانشطار المتناظر (الى كتلتين متساويتين) لايكون دائما هو الأكثر احتمالا . والعلاقة بين احتمال الانشطار المتناظر واللامتناظر ليست نفسها لمختلف النوى .

تبين مُنحنيات الشكل (٣ ــ ٧) الوفرة النسبية للشظايا ذات الكتل المختلفة . ونرى أن في Bi^{209} ، الذي تنشطر نواه بتأثير الديتونات ذات الطاقة 200 MeV ، يحدث في الأغلب انشطار متناظر بينما غالبا ما تنشطر نوى U^{236} انشطارا لا متناظراً . واكثر ما يصادف بين شظايا U^{236} تلك التي يقترب عددها الكتلي من ١٠٠ ومن ١٤٠ . ومن النادر جدا أن تنشطر النواة المركبة U^{236} ، المكونة نتيجة اسر نترون حراري ، انشطارا متناظراً . ولكن هذه النواة U^{236} المركبة نفسها يغدو انشطارها المتناظر أكثر حدوثا اذا تكونت من نفوذ جسيم α ذي الطاقة الحركية 38 MeV في نواة Th^{232} .

إن الشظايا المتكونة عند الانشطار نشيطة إشعاعيا (مشعة) . وهذا امر سهل الفهم . وبالفعل فإن النسبة $\frac{N}{Z}$ (عدد النترونات الى عدد البروتونات) في الأورانيوم تساوي ٥٦ر١ . وهذه النسبة نفسها يجب أن تكون في الشظايا لحظة تكونها . بينما في النوى **المستقرة** ذات العدد الكتلي ١٠٠ ــ ١٤٠ تساوي النسبة $\frac{N}{Z}$ ٣ر١ ــ ٣٨ر١ . أي ان الشظايا تحتوي عددا فائضا من النترونات . ونحن نعلم أن النوى التي فيها $\left(\frac{N}{S}\right)_S < \frac{N}{Z}$ مشعة ، وتعاني تحولا β^- اي تتفكك مصدرة الكترونات. ولكن فائض النترونات كبير الى درجة أن تفككا β^- واحدا لايكفي كي تنقلب الشظية الى نواة مستقرة . ولهذا تعاني الشظايا سلسلة من التحولات النووية .

لنورد على ذلك مثالا . غالبا ما تتكون الشظية $_{54}Xe^{140}$ عند انشطار U^{236} . وتتراوح الأعداد الكتلية لنظائر الكزينون المستقرة بين ١٢٤ و ١٣٦ . ولهذا تحمل هذه الشظية اربعة نترونات زائدة على الأقل تجعل Xe^{140} مشعا :

$$_{54}Xe^{140} \rightarrow {}_{55}Cs^{140} + \bar{e} + \bar{\nu}$$

إن دور تفكك الكزينون هو ١٦ ثانية . ونواة $_{55}Cs^{140}$ المتكونة من تفكك Xe^{140} هي نفسها مشعة لأن العدد الكتلي لنظير السزيوم المستقر الوحيد هو ١٣٣ . ونواة $_{58}Ce$ فقط هي التي تحوي ١٤٠ نكلونا . ولهذا تستمر نواتج تفكك Xe^{140} في التحول الاشعاعي الى أن تتكون نواة السريوم Ce المستقرة :

$$_{54}Xe^{140} \xrightarrow{16\,s} {}_{55}Cs^{140} \xrightarrow{66\,s} {}_{56}Ba^{140} \xrightarrow{12,8\,d} {}_{57}La^{140} \xrightarrow{40\,h} {}_{58}Ce^{140}$$ (مستقر)

تعطي الأرقام المكتوبة فوق الأسهم دور التحول .

٣ ــ ١٠ ــ النترونات الثانوية

إن نشوء فائض نتروني كبير نتيجة الانشطار يضطرنا الى افتراض ظهور نترونات حرة لدى الانشطار . وبالفعل دلت التحريات الخاصة على تحرر بعض النترونات الفائضة في لحظة الانشطار . ومن الشائع تسمية النترونات التي تتكون عند الانشطار مباشرة ، النترونات الثانوية . وتختلف كمية هذه النترونات باختلاف حادثة الانشطار . الا ان المقدار الذي له اهمية كبيرة ، والذي يرمز اليه عادة بالحرف ν ، هو العدد **الوسطي** للنترونات الثانوية المقابل لانشطار واحد .

ويبين الجدول (٣ ــ ٢) قيمة ν في حالة الاورانيوم ٢٣٥ والبلوتونيوم ٢٣٩ المنشطرين بتأثير النترونات الحرارية .

المـادة	عددالنترونات الثانوية
U^{235}	$2,5 \pm 0,1$
Pu^{239}	$3,0 \pm 0,1$

الجدول ٣ ــ ٢

٣ ــ ١١ ــ النترونات المتاخرة

ذكرنا انه يصدر لدى الانشطار ν نترونا ثانويا . بيد ان البحوث بينت ان قسما من النترونات يتحرر بعد الانشطار بقليل ولهذا تسمى « النترونات المتأخرة » . وكمية هذه النترونات ، بالمقارنة بكمية النترونات الثانوية ، صغيرة ومع ذلك فهي تقوم بدور بارز في عمل المفاعلات النووية إذ تسهّل الى حد كبير « إقلاعها » (بدء تشغيلها) والتحكم بها . والنترونات المتأخرة غير متجانسة وتختلف في أعمارها . ويبين الجدول (٣ ــ ٣) العمر الوسطي τ_i لمختلف فئات النترونات المتأخرة وكميتها النسبية η_i

الكمية النسبية η_i للنترونات المتأخرة ، %	العمر الوسطي τ_i ، بالثانية
0,029	0,07
0,085	0,62
0,24	2,19
0,21	6,51
0,17	31,7
0,026	80,2

الشكل ٣ ــ ٣

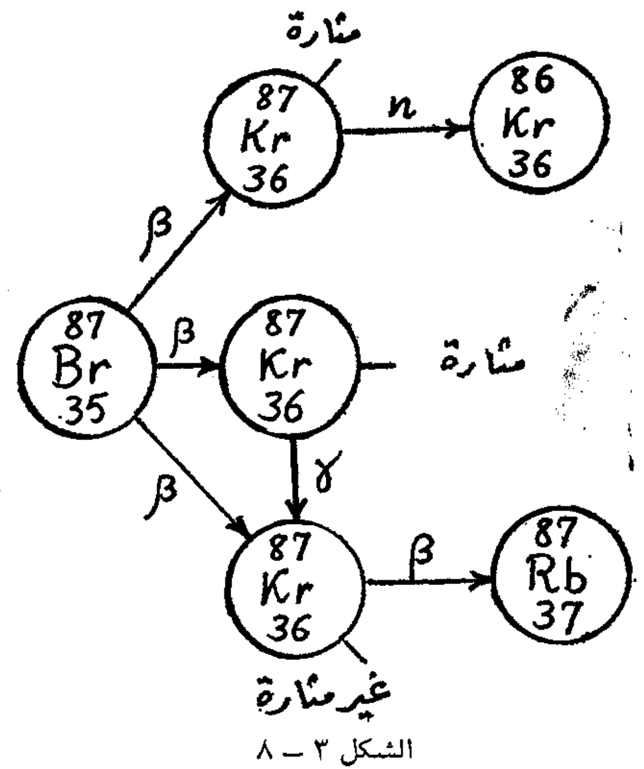
(بالأجزاء المئوية المحسوبة بالنسبة الى الكمية الكلية للنترونات الثانوية) .

ان مختلف فئات النترونات المتأخرة تشكل ٧٦ر٠ ٪ من كمية النترونات الثانوية.

أما سبب نشوء النترونات المتأخرة فهو انه ، خلال التحولات الاشعاعية للشظايا، تتكون نوى فيها فائض طاقي كاف لـ « تبخير » النترونات . وبما ان هذه النوى تتشكل في اثناء التحول الاشعاعي فإننا نلاحظ النترونات في غضون بعض الوقت **بعد** انشطار النواة وتكوّن الشظايا .

لننظر ، على سبيل المثال ، تحول النواة $_{35}Br^{87}$. فكما نرى على الشكل(٣ ــ ٨) يمكن لهذه النواة ان تتفكك سالكة ثلاثة طرق مختلفة . وينطلق في كل من انماط التفكك الثلاثة جسيم β . إلا ان كمية الطاقة المتحررة تختلف من نمط الى آخر . ونتيجة لهذا يختلف مخزون الطاقة في نوى Kr^{87} المتكونة من تفكك Br^{87} . وتنطلق النترونات المتأخرة من نوى Kr^{87} التي لديها أكبر مخزون طاقي فتتحول الى Kr^{86} . اما نوى Kr^{87} ذات المخزون الطاقي الأدنى فتكون في الحالة الأساسية اللامثارة لهذا النظير . وما لديها من طاقة ، وكذلك ما لدى نوى Kr^{87} متوسطة الطاقة (حالة مثارة) ، لا يكفي لتبخر النترونات منها . ولهذا لا يحدث لها الانتقال : $Kr^{87} \rightarrow Kr^{86} + n$

هذا وإن النظـــير Kr^{87} اللامثار مشع وهو يتحول الى النظـــير Rb^{87} عن طريق التفكك β .



الشكل ٣ ــ ٨

٣ ــ ١٢ ــ الطاقة المتحررة عند الانشطار

عنـــد انشطار النـــواة التي كتلتهـــا $M\ (A, Z)$ الى شطرين $m_1\,(f A, f Z)$ و $m_2\ [\,(1-f)\,A\,,(1-f)\,Z\,]$ تتحرر طاقة E_f تساوي (بالوحدة u) :

$$E_f = M - m_1 - m_2 = 0{,}014\,A^{2/3}\ [\,1 - f^{2/3} - (1-f)^{2/3}\,] + $$

$$+\ 0{,}000\,618\ \frac{Z^2}{A^{1/3}}\ [\,1 - f^{5/3} - (1-f)^{5/3}\,] \qquad (3-35)$$

وتتوقف E_f على f وتبلغ نهاية عظمى عندما $f = \frac{1}{2}$ (انظر الشكل ٣ ــ ٦).
الا أن القيمة الوسطية $\overline{E_f}$ هي التي لها اهمية عملية لأن الأثر الطاقي لانشطار كميات كبيرة (ماكروسكوبية) من المادة يتعين من قيمة $\overline{E_f}$ بالـذات . وفي حالة الاورانيـوم ($A = 235$) يكـون $\overline{E} = 0{,}215\ u$ اي ما يقابل 200 MeV تقريبا . وإن غراما واحدا من U^{235} يحتوي ٢٫٥٦ × ١٠^٢١^ نواة . فإذا انشطرت هذه النوى جميعا تحررت طاقة قدرها :

$$2{,}56 \cdot 10^{21} \cdot 2 \cdot 10^{8} \cdot 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cong 8{,}2 \cdot 10^{10}\ J .$$

فإذا تذكرنا ان ٢٥ ٪ فقط من الطاقة الحرارية يمكن تحويله الى عمل في أحسن آلة حرارية فإن انشطار غرام واحد من U^{235} يكفل عمل محرك استطاعته 100 000 k W مدة تزيد على ثلاث دقائق ونصف ! اما انشطار ١٢ كغ من الاورانيوم ٢٣٥ فإنه يحرر طاقة تكفي لتشغيل المحرك المذكور شهرا كاملا !

يتحرر الجزء الأساسي من طاقة الانشطار على هيئـة طاقـة حركيـة للشظايـا و « تنكبح » الشظايا في طبقة رقيقة جدا من المادة ولهذا يتحول هذا الجزء من طـاقة الانشطار بسرعة إلى حرارة تسخن طبقة المادة الملاصقة لمكان الانشطار .

وينطلق قسم من طاقة الانشطار على شكل أشعة β ، ولكنه يمتد على مجال زمني طويل . ويصاحب التفكك β ظهور اشعة γ والنترينو . ويبين الجـدول (٣ ــ ٤) التوزع التقريبي لطاقة الانشطار على مختلف الأشكال .

شكل الطاقـة	الطاقة الوسطية المقابلة لكل انشطار ، MeV
طاقـة الشظايـا	١٦٢
طاقة الالكترونـات β	٥
طاقة أشعة γ في التفكك β	٥
طاقة النترينـو	١١
طاقة أشعة γ المنبعثة عند الانشطار	٦
الطاقة التي تحملها النترونات الثانوية	٦

الجدول ٣ ــ ٤

٣ ــ ١٣ ــ التفاعل النووي المتسلسل

درسنا فيما سبق عددا من الظواهر المرتبطة بانشطار النوى . وهناك خصيصتان بارزتان لظاهرة الانشطار تسترعيان الانتباه :

١ ــ تتحرر عند انشطار النوى طاقة هائلة ، حوالي 200 MeV لكل نواة منشطرة .

٢ ــ يصاحب انشطار النوى انطلاق نترونات ثانوية عددها، في حال انشطار نواة واحدة، يتعدى الواحد (٢ر٥ ــ ٣) .

ان نشوء عدد مهم (٢ر٥ ــ ٣) من النترونات الثانوية نتيجة الانشطار سمح بتحقيق التفاعل المتسلسل وجعل الاستخدام العملي للطاقة النووية ممكنا .

لننظر ، اولا ، في مخطط مثالي . ولنفترض ، للتحديد ، أنه يتكون عند انشطار النواة نترونان . لنفترض ايضا أن كلا منهما ينفذ حتما الى نواة من نوى الاورانيوم ويسبب انشطارها . فماذا يحدث في هذه الشروط اذا وقع نترون أولي وحيد في نواة الاورانيوم ؟

تنشطر النواة مطلقة نترونين جديدين يقعان ، بدورهما ، في أسر نواتين فتنشطران محررتين ٤ نترونات جديدة . وهذه تسبب انشطار اربع نوى وانبعاث ٨ نترونات ، وفي الجيل التالي نجد ١٦ نترونا ثم ٣٢ وهكذا . . . أي أن كمية النترونات ، ومعها كمية النوى المنشطرة ، تتزايد باستمرار .

تمثل هذه الحالة المدروسة المثالية تفاعلا متسلسلا متسارعا . وقد استعيرت صفة « متسلسل » من الكيمياء إذ يسمي الكيميائيون التفاعل متسلسلا اذا كانت نواتجه قادرة على التفاعل مع المواد الأصلية (الابتدائية) وبفضل ذلك يجري التفاعل باستمرار .

افترضنا في مخططنا المثالي ان النترونات الثانوية ، المتحررة عند الانشطار ، تسبب انشطارات جديدة مولدة جيلا جديدا من النترونات . الا أن الواقع هو خلاف هذا :

١ ــ لا تقـع كافة النترونات الثانوية في أسر نـوى المادة الانشطارية . ففي الأجهزة التي يجري ضمنها التفاعل المتسلسل هناك دوما مواد أخرى بالاضافة الى المادة الانشطارية : بعضها ينقل الحرارة من منطقة جريان التفاعل الى الخارج (حوامل حرارية) ، وأخرى تهدىء النترونات (مهدئات) وثالثة عبارة عن مواد إنشائية كالحواجز وأغلفة الوقاية الخ . . .ويقع قسم من النترونات الثـانوية في نـوى هذه المواد . ثم ان قسما آخر من النترونات الثانوية يغادر منطقة التفاعل نهائيا (أي المنطقة حيث توجد المادة الانشطارية) لكون هذه المنطقة **محدودة** الأبعاد .

٢ ــ ما كل نترون ينفذ الى نواة المادة الانشطارية يسبب انشطارهـا . فقد ذكرنا أن النواة المركبة يجري لها ظـواهر مختلفة كالأسـر الإشعاعي والتبعثر اللامرن . ولا تستطيع النواة المركبة أن تنشطر بعد إطلاقها كوانتاً γ أو نترونا .
لنرمز بـ α الى النسبة :

$$\alpha = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_s + \Gamma_f} \qquad (3-36)$$

حيث Γ_f عرض الانشطار ، Γ_γ عرض الأسـر الإشعاعي ، Γ_s عرض **تبعثر** النترونات. تمثل α الاحتمال النسبي لعملية الانشطار . ومن الواضح أنه من أصل N حادثة نفوذ نترونات الى نوى المادة الانشطارية ينشطر αN نواة . وبما أن كـل انشطار **يولد** ν نترونا فإنه يكون لدينا $\nu \alpha N \equiv \eta N$ نترونا ثانويا ، حيث يرمز $\eta = \nu \alpha$ الى العدد الوسطي للنترونات الثانوية الناشئة نتيجة **نفوذ** نترون واحد الى نواة المادة الانشطارية . يتوقف المقداران α و η على طاقة النترون النافذ الـى النواة وعلى طبيعة المادة الانشطارية . ويبين الجدول (٣ ــ ٥) قيمهما الخاصة بالمواد الانشطارية الأساسية وذلك في حالة نفوذ نترون حراري الى النواة .

المـادة	ν	α	η
U^{235}	2,5	0,845	2,11
Pu^{239}	3,0	0,652	1,94
اورانيوم طبيعي	2,5	0,53	1,32

الجـدول ٣ ــ ٥

وهكذا فإن نمو التفاعل المتسلسل لا يتحدد من عدد النترونات الثانوية فحسب، بل ومن درجة الاستفادة من هذه النترونات للانشطار اللاحق . وسنطلق اسم «معامل التكاثر » على نسبة عدد النترونات ، المتكونة في جيل معين ، الى عدد نترونات الجيل السابق . يحدد معامل التكاثر k هذا سرعة نمو التفاعل المتسلسل . ولحساب هذه السرعة نرمز بـ τ الى المجال الزمني الوسطي الفاصل بين لحظة الانشطار ولحظة امتصاص نوى المادة الانشطارية للنترونات الثانوية . ليكن N عدد النترونات في الجيل المدروس . ففي الجيل التالي يصبح عددها kN . وبما أن تغير عدد النترونات $\Delta N = kN - N = N(k-1)$ يجري خلال الزمن τ فإن سرعة تنامي التفاعل المتسلسل هي :

$$\frac{dN}{dt} = \frac{N(k-1)}{\tau} \qquad (3-36)$$

وبالمكاملة نجد :

$$N = N_0 e^{-\frac{(k-1)t}{\tau}} \qquad (3-37)$$

حيث N عدد النترونات ، المتكونة خلال عملية الانشطار ، في اللحظة t ، و N_0 عددها في اللحظة الابتدائية. فإذا كان $k-1 > 0$ تزايد N بمرور الزمن . واذا كان $k-1 = 0$ بقي عدد النترونات على حاله ويسمى التفاعل المتسلسل عندئذ **«مستديما ذاتيا»** . اما إذا كان $k-1 < 0$ فإن عدد النترونات ، وبالتالي عدد الانشطارات ، يتناقص بمرور الوقت ويسمى التفاعل عندئذ متخامدا .

ولتحقيق التفاعل المتسلسل بالنترونات الحرارية يجب تهدئة النترونات الثانوية. فتمزج ، لهذا الفرض ، المادة الانشطارية (اورانيوم مثلا) مع مادة تبطىء النترونات بفعالية . يمكن التعبير عن معامل التكاثر لمزيج كهذا بجداء اربعة مضاريب :

$$k = \varepsilon \eta p f \qquad (3 - 38)$$

ويميّز كلٌ مضروب أموراً خاصة تحدث عند التفاعل المتسلسل .

فـ η ، كما ذكرنا ، تمثل عدد النترونات الثانوية المقابلة لنترون حراري واحد نفذ الى نواة المادة الانشطارية . ويشير p الى أن جزءاً فقط من النترونات الثانوية يصير حراريا . إذ عند التهدئة يقع بعض النترونات في أسر نوى المادة المهدئة والمواد الأخرى (التي لا شأن لها بالتفاعل) ، كما ان بعضا آخر يغادر منطقة التفاعلات قبل أن يهدأ . ولهذا يمثل المضروب p احتمال صيرورة النترون حراريا (اي احتمال عدم ضياعه عند التهدئة) .

اما المضروب f ، المسمى معامل الانتفاع بالنترونات الحرارية ، فيمثل الجزء (من النترونات الحرارية المتكونة) الذي تلتقطه نوى المادة الانشطارية .

يأخذ الجداء $\eta p f$ في الحسبان النترونات الناشئة في الجيل المدروس نتيجة الانشطارات التي سببتها النترونات **الحرارية** . إلا ان المعامل k في الحقيقة أكبر من $\eta p f$ لأن قسما من النترونات يقع ، قبل ان يهدأ ، في أسر نوى U^{235} و U^{238} (وبخاصة الثاني) محدثا كمية اضافية من الانشطارات والنترونات الثانوية . ويمثل المضروب ε هذه النترونات الثانوية الناجمة عن امتصاص النترونات **السريعة** ، وهو لا يختلف عن الواحد الا بمقدار طفيف فهو يساوي ١٫٠٣ في حالة الاورانيوم الطبيعي (الذي يحتوي ٠٫٧ ٪ من الاورانيوم ٢٣٥) .

تحمل العلاقة (38 - 3) اسم صيغة المضاريب الاربعة .

بيّنا آنفا أن التفاعل المتسلسل يتنامى إذا كان $k > 1$ فكيف نجعل k يتعدى

الواحد ؟ من الواضح انه يجب تحقيق الشروط التي تجعل كلا من المضاريب الاربعة يبلغ حده الأقصى . بيد انه ليس في وسعنا تغيير قيمة كافة المضاريب : فلا يمكن تغيير η لأنه يتوقف على خصائص المادة الانشطارية نفسها ، ولكن يمكن التأثير على قيم المضاريب p ، f ، ε . وبالفعل يمثل f ذلك الجزء من النترونات الحرارية الذي ينفذ الى نوى U^{235} اما بقية النترونات البطيئة $(1 - f)$ فتنفذ الى نوى المواد «الغريبة» (التي لاشأن لها بالتفاعل) والى نوى U^{238} . ولزيادة f يجب قبل كل شيء التخلص من الشوائب ، وبخاصة أمثال الكادميوم والبور وغيرهما ، التي تمتص النترونات الحرارية بشدة . ثم ينبغي ، لتهدئة النترونات ، انتقاء مادة إما لا تمتص النترونات مطلقا وإما تمتص القليل منها . ومن وجهة النظر هذه فإن الهدروجين (وهو افضل مهدىء للنترونات) غير مناسب لامتصاصه النترونات البطيئة امتصاصا لايستهان به. وقد بينت دراسة مختلف المواد ان المهدئات المناسبة للتفاعل المتسلسل هي الهدروجين الثقيل (ديتريوم) والغرافيت والبريليوم . والغرافيت هو افضل هذه المواد الثلاث من حيث سهولة الحصول عليه بكمية ونقاوة كافيتين .

يمكن التأثير على العدد p ايضا . فإذا اختير الأورانيوم والمهدىء نقيين الى حد كاف فإن النترونات لايمكن أن تضيع (تفقد)عند التهدئة إلا بسبب امتصاص نوى U^{238} لها وتسربها عبر الإناء الذي يحوي الأورانيوم والمهدىء . ويمكن تقليل امتصاص U^{238} للنترونات كما يلي . سبق أن ذكرنا (انظر الشكل ٣ — ٢) أن امتصاص الأورانيوم ٢٣٨ للنترونات يختلف باختلاف طاقتها وان النترونات ذات الطاقة الصغيرة المساوية 6,7 eV تقريبا تمتص بسهولة كبيرة (امتصاص تجاوبي). اما النترونات التي تتعدى طاقتها 1000 eV ، وكذلك التي تقل طاقتها عن 5 eV ، فلا تمتص إلا قليلا جدا . فإذا أريد للأورانيوم ٢٣٨ الا يمتص إلا القليل من النترونات وجب ، عند تهدئة النترونات ، السعي لجعلها تجتاز بسرعة المجال الخطر (1000 — 5 eV) دون أن تصادف ، قدر المستطاع ، نوى الاورانيوم ٢٣٨ .

ولبلوغ هذا الهدف لايوزع الأورانيوم والمهدىء بانتظام على حجم المفاعل بل يوضع الاورانيوم على هيئة كتل ويملأ الفضاء بينها بالمهدىء . فبفضل هذا الترتيب فإن

معظم النترونات السريعة المتشكلة عند الانشطار تتباطأ (تهدأ) ، حتى طاقة تقل عن 5 eV ، بعيدا عن الأورانيوم . وبعد اجتياز النترونات مجال الطاقة الخطر تتابع حركتها فتبلغ الاورانيوم وتمتصها نوى U^{235} فتنشطر .

وهكذا نرى ان الحل الملائم هو عدم خلط المهدىء بالأورانيوم بل وضعه على هيئة شبكة يتناوب فيها الأورانيوم والمهدىء .

يمكن ، بعد ذلك ، زيادة العدد p بمكافحة تسرب النترونات من الإناء الذي يحتوي الأورانيوم والمهدىء . ويقلّل تسرب النترونات :

١ ــ بجعل ابعاد إناء الأورانيوم كبيرة . فكلما زادت كمية الاورانيوم ضاع من النترونات كمية أقل فيكبر p ويكبر معه معامل التكاثر k .

٢ ــ بإحاطة منطقة الأورانيوم بمادة تعكس النترونات بحيث يعود الى هذه المنطقة قسم من النترونات التي خرجت منها .

واخيرا يمكن زيادة قيمة كل من p و f برفع تركيز U^{235} في المزيج . فإذا كانت نقاوة الأورانيوم والمهدىء كافية وكانت كميتهما كافية أيضا امكن جعل p و f تأخذ قيما تجعل معامل التكاثر يتعدى الواحد . عندئذ يبدأ التفاعل المتسلسل .

٣ ــ ١٤ ــ المفاعل النووي

المفاعل النووي هو الجهاز الذي يجري فيه التفاعل المتسلسل . ومفاعل الأورانيوم عبارة عن وعاء مملوء بالأورانيوم والمهدىء ومحاط بمادة عاكسة للنترونات . لننظر نظرة إجمالية فيما يجري داخل هذا المفاعل .

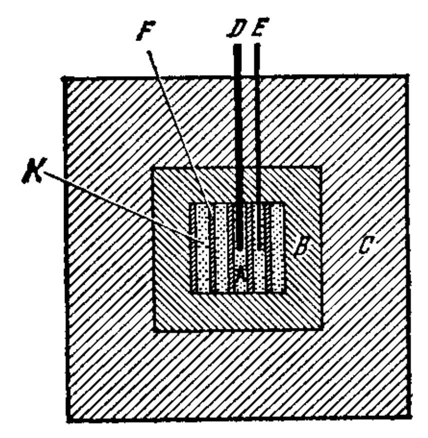
لنتحدث ، قبل كل شيء ، عن أبعاد المفاعل . فلكي تكون قيمة المضروب f كافية يجب ان تكون المنطقة الفعالة (قلب المفاعل) كبيرة الى حد كاف . وعندما تبلغ ابعاد هذه المنطقة حداً معينا ، يسمى الحد **الحَرِج** . يغدو التفاعل المتسلسل ممكنا ويبدأ المفاعل عمله .

لنفترض إذن أن التفاعل المتسلسل قد بدأ . معنى هذا ان عدد النوى التي تنشطر في الثانية سوف يتزايد باستمرار . ونحن نعلم ان انشطار كل نواة يحرر طاقة قدرها 200 MeV تقريبا . فإذا صار عدد النوى المنشطرة كبيرا الى حد كاف غدت الطاقة المتحررة عظيمة جدا وهذا ما يبينه الجدول (٣ ـ ٦) . إن مثل هـذا التحرر الهائل للطاقة قابل للتحقيق من حيث المبدأ . بيد أنه من الناحية العملية أمر في غاية التعقيد يستوجب تحقيقه حل عدد من المشاكل ، نذكر منها هنا اثنتين فقط :

عـدد النوى المنشطرة في الثانية	10^{16}	10^{17}	10^{18}	10^{19}
الاستطاعة المتحررة بالكيلووات (أعداد تقريبية)	300	3000	30 000	300 000

الجـدول ٣ ـ ٦

آ) **مشكلة التنظيم** . يؤدي التفاعل المتسلسل المتنامي الى التعاظم المستمر لعدد النوى المنشطرة فتتعاظم استطاعة المفاعل . ومن الواجب، عندما تبلغ استطاعة المفاعل الحد المطلوب ، أن يتحول التفاعل المتسلسل من متنام الى مستديم ذاتيا . ولهـذا يجب إنقاص قيمة معامل التكاثر k حتى تساوي الواحد . ويتم إنقاص قيمة k بأن يُدخل في المنطقة الفعالة كمية إضافية من مـواد تمتص النترونات الحرارية بشدة . ويُستخدم ، كمواد « منظِّمة » ، الكادميوم والبور .



الشكل ٣ ـ ٩

يخل إدخال هذه المواد الى قلب المفاعل إخلالا ملحوظاً بشرط نمو التفاعل المتسلسل بل يستطيع كبحه وإيقافه اذا كانت كمية المواد « المنظمة » كافية لإنقاص f بشدة بحيث يغدو $k < 1$.

يبين الشكل (٣ ـ ٩) مخططا للمفاعل يوضح مبدأ عملية التنظيم . يمثل A قلب المفاعـل أي المنطقـة الفعالة حيث يوجـد

الاورانيوم F والمهدئ K . ويمثل B عاكس النترونات الحرارية . إن وجود هـذا العاكس ، الذي يعيد الى المفاعل قسما من النترونات التي غـادرته ، يسمح بإنقـاص ابعاد قلب المفاعل . اما C فهي الغلاف الواقي الذي يحمي كل ما هو خارج المفاعل من تاثير النترونات واشعة γ التي تنبعث من قلب المفاعل بكميات هائلة .

ينظّم عمل المفاعل بالقضيبين D و E (من الكادميوم أو البور) . يستطيـع القضيب E أن يتحرك داخل المفاعل ويتم التحكم بحركته آليا بفضل « حجرة تأين » متصلة بمضخم الكتروني. فعندما يشتد التفاعل المتسلسل الى الدرجة المطلوبة يُحدث الإشعاع ، المتولد داخل المفاعل ، في حجرة التـأين تيارا كهربائيا معينا . فإذا تجـاوز التفاعل المتسلسل الحد المقرر تجاوز التيار الإيوني في الحجرة القيمة التي تجعل جهازا آليا يدخل القضيب E في المفاعل . ويستمر دخول E في المفاعل حتى يبلغ الإشعاع داخل المفاعل ، وبالتالي التفاعل المتسلسل ، الدرجة المطلوبة .

ومن المهم ان نشدد على النقطة الآتية وهي ان تنظيم عمل المفاعـل بالقضيب E يمكن تحقيقه مهما كانت سوية استطاعة المفاعل لأن السوية التي يحافظ عليها القضيب E تتعين من ضبط الجهاز الآلي الذي يتحكم بحركة E بحيث يعمل اعتبارا من قيمة معينة لتيار الحجرة . وبما ان التيار الإيوني متناسب مع استطاعة المفاعل ففي وسعنا تغيير سوية هذه الاستطاعة بتغيير ضبط الجهاز الآلي .

اما وظيفة القضيب الغليظ D من الكادميوم فهي إيقاف المفاعل لأن دخول كمية كبيرة من الكادميوم الى قلب المفاعل ينقص معامل التكاثر k بشدة ويتوقف التفاعـل المتسلسل بسرعة نسبيا .

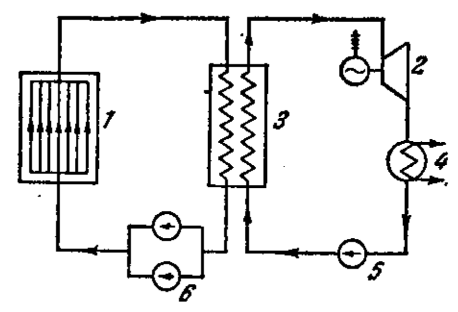
ب ـ **مشكلة الوقاية** . تتولد عند الانشطار شظايا . وهي جميعا مشعة وتطلق اشعة بيتا وغاما . كما أن النترونات تنبعث لدى كل انشطار . وعلى هذا فإن مفاعـل الأورانيوم منبع لإشعاعات متنوعة اهمها النترونات واشعـة γ لقدرتها الكبيرة عـلى النفوذ. وان شدة هذا الاشعاع هائلة . ولإعطاء فكرة نذكر أن مفاعلا متوسطا استطاعته 10^4 kW يولد كل ثانية 10^{18} كوانت γ ونترون ! وبما ان اشعة γ والنترونات تؤثر بشدة على الجسم البشري ، من الضروري تأمين وقاية فعـالة من خطر هـذه الإشعاعات .

٣ ــ ١٥ ــ المحطات الكهربائية النووية

في السابع والعشرين من حزيران ١٩٥٤ تم تدشين أول محطة كهربائية تعمل بالوقود النووي . حدث ذلك في الاتحاد السوفييتي ، وكانت استطاعتها المفيدة 5000 k W .

يقوم إنشاء المحطة الكهربائية النووية على المبادىء الآتية . يحرر الانشطارالنووي في المفاعل كمية كبيرة من الطاقة التي تحملها الشظايا والنترونات والالكترونات واشعة γ ، والتي تتحول الى حرارة عندما تقف هذه الجسيمات ، فيسخن قلب المفاعل . ويمكن استخدام هذه الحرارة لتبخير الماء أو مائع مناسب آخر ، وتوليد بخار ضغطه عال بحيث يحرك عنفة ومولدا كهربائيا متصلا بها . أما العنفة والمولد فهما كالمستعملين في المحطات الكهربائية الحرارية العادية . يجري الماء الذي يبرد المفاعل في دورة محكمة الإغلاق ويمر عبر مبادل حراري خاص ينقل الحرارة الى الماء الذي يجري في دورة ثانية والذي يتحول الى بخار يدور العنفة والمدلد . ويظهر على الشكل (٣ ــ ١٠) المخطط الأساسي للمحطة الكهربائية النووية :

١ ــ المفاعل ، ٢ ــ العنفة والمولد ، ٣ ــ المبادل الحراري ، ٤ ــ المكثف ، ٥ و ٦ ــ المضخات .



الشكل ٣ ــ ١٠

وبطبيعة الحال تجري مراقبة عمل المفاعل والتحكم به آليا .

٣ ــ ١٦ ــ الاندماج النووي ــ التفاعلات النووية الحرارية .

ذكرنا سابقا (انظر الشكل ١ ــ ١٠) أن أكبر طاقة ارتباط تتمتع بها النوى التي يقع عددها الكتلي في المجال ٦٠ ــ ١٠٠ . وهذا بالذات هو سبب تحرر جزء من الطاقة النووية عند انشطار النوى الثقيلة الى شظايا أصغر . ومن الواضح أن تكوين

نوى كهذه (عددها ٦٠ ــ ١٠٠) مــن نوى أخف يرافقه ايضا تحرر طاقــة وتكون ، عندئذ ، الكمية النسبية للطاقة المتحررة اكبر منها عند انشطار النوى الثقيلة . فمثلا يؤدي تكوين نواة الهليوم $_2He^4$ من اربعة بروتونات الىتحرير طاقةتساوي 27 MeV تقريبا ايبمعدل 6,76 MeV للجسيم النووي الواحد في حين أن انشطار الأورانيــوم يعطي 0,83 MeV مقابل الجسيم الواحد . ومعنى هذا ، إذا اجرينا الحسابلكمية بعينها من الوقود النووي ، ان تفاعل تركيب الهليوم من الهدروجين أكثر فعالية بثماني مرات من تفاعل انشطار الأورانيوم . اضف الى ذلك أن احتياطي (مخزون) الهدروجين على الأرض أكبر بكثير من احتياطي الوقود العادي والوقود الانشطاري .

لقد أمكن تحقيق تفاعل تركيب النوى ، وهو الذي يحرر كمية هائلة من الطاقــة في « القنبلة الهدروجينية »[1] إلا ان تحرر الطاقة في هذه القنبلــة يجري بعنف فظيــع ولا يمكن الاستفادة منه كمنبع للطاقة . من الضروري إذن أن يكون في وسعنا التحكم في عمليّة إدماج النوى الخفيفة لتكوين نوى أثقل . وقد تبين أن هنـــاك صعوبات كبــيرة على طريق تحقيق تفاعل الاندماج القابل للتنظيم والتحكم . وبالفعل لكي تلتحم النــوى الخفيفة بعضهــا ببعض يجب أن تتقارب الى مسافة تأثير القــوى النــووية (حــوالي $5{,}1 \times 10^{-15}$ م) وبمــا أن النــوى مشحونة كهربائيا فــإن اندماجها (التحامهــا) يستوجب قهر الحاجز الكموني $U = k \dfrac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$ وقيمــة هــذا الحاجز في حالــة نوى الهدروجين ، تساوي 0,9 MeV . ومن السهل تسريع البروتونات الى هذه الطاقة . إلا أن قذف هذه البروتونات على مادة تحوي الهدروجين لايسمح بالحصول على الطاقة لأن مقطع تفاعل التصادم صغير ومن رتبة 1 b ، بينما مقطع تفاعل البروتونات مع الطبقة الالكترونية لذرات الهدروجين التي تصادفها هو من مرتبة 10^8 b ونتيجة لذلك تتأين ذرة الهدروجين ويفقد البروتون الصادم جزءا من طاقتــه . صحيح أن هــذا الجزء صغير إلا ان حادثة الفقد تتكرر كثيرا الى درجة ان البروتون يفقد ، في معظم الحالات ، طاقته قبل ان يتحقق « الحادث السعيد » وهو مرور بروتون ذي طاقة « عالية » ضمن دائرة تأثير القوة النووية لبروتون آخر (نواة ذرة هدروجين) . ولهذا فإن قذف المواد

---

[1] تم تفجير اول قنبلة هدروجينية في سنة ١٩٥٣ وكان ذلك في الاتحاد السوفيتي .

الخفيفة بالبروتونات المسرّعة لا يصلح للحصول على الطاقة (على الرغم من بعض الحوادث الفردية لظاهرة الاندماج) لأن الطاقة المصروفة على التسريع أكبر من تلك المتولدة من حوادث الالتحام القليلة .

يمكن التخلص من ضياع الطاقة على التأيين بتسخين غاز الهدروجين إذ تزداد درجة تفكك جزيئات الهدروجين بارتفاع درجة الحرارة ويغدو الهدروجين متفككا كليا تقريبا اذا سخن الى الدرجة 5000 K . فإذا تابعنا رفع درجة الحرارة ازدادت الطاقة الحركية لذرات الهدروجين بحيث تتأين الذرات نتيجة تصادمها .

ومع ارتفاع درجة الحرارة يزداد عدد الذرات المتأينة ، وعندما تبلغ القيمة 2.10^6 K تتأين ، عمليا ، كافة ذرات الغاز ولا يصادف عندئذ سوى بروتونات والكترونات حرة . وتكون الطاقة الحركية الوسطية للبروتونات والالكترونات هي نفسها ولهذا لا تتغير طاقتها الوسطية اذا ما تصادمت البروتونات مع الالكترونات . وتخلو حركة الجسيمات في هذا « الغاز » من ضياع الطاقة على التأيين إذ ليس في هذا الغاز ما يمكن تأيينه . وتكون كثافة الشحنات الموجبة والسالبة في غاز كهذا هي نفسها حتى في حجوم صغيرة جدا ولهذا فإن الكثافة الكهربائية الوسطية م تساوي الصفر . يسمى الغاز المتأين بشدة والذي كثافة شحناته الكهربائية الوسطية معدومة **((بلازما))**. وفي البلازما الساخنة جدا يكون احتمال تشكل ذرة هدروجين (من بروتون والكترون) صغيرا جدا بسبب السرعة الكبيرة نسبيا للالكترونات ولهذا يمكن غض النظر عن هذه الظاهرة .

إن اندماج النوى يمكن أن يحدث في البلازما . وعلى الرغم من ان الحاجز الكموني لنوى الهدروجين يساوي 1 MeV تقريبا ، إلا ان نفوذ نوى الهدروجين الواحدة الى الأخرى بفضل « الأثر النفقي » يمكن ان يحدث ولو كانت طاقتها أصغر من 1 MeV بكثير . ويتوقف احتمال هذا الأثر على درجة الحرارة (على طاقة النوى المتصادمة) . وعندما ترتفع درجة الحرارة الى حد كاف يغدو الاحتمال كبيرا الى درجة ان الطاقة المتحررة نتيجة الاندماج تزيد على الطاقة التي تخسرها البلازما الحارة بالإشعاع . أي أن البلازما الساخنة 10^8 K هي منبع غزير للطاقة .

يسمى تفاعل تكوين النوى عند درجات الحرارة العالية **تفاعلا نوويا حراريا** . ولتحقيقه بشكل قابل للتنظيم والتحكم يجب :

١ ـ توليد درجة حرارة من مرتبة 10^8 K .

٢ ـ حصرها في حجم محدد .

ان الشرط الثاني مهم جدا لأن تماس البلازما مع جدران الوعاء الذي يحتويها يسبب تبردها . كما أن جدار اي وعاء يتبخر فور ملامسته للبلازما الحارة . ولهذا ينبغي استخدام حقل مغنطيسي للابقاء على البلازما ضمن الحيز المحدد . . .

لقد تعرضنا باختصار الى بعض المشاكل المتعلقة بتحقيق تفاعل الالتحام النووي الذي يشكل معينا من الطاقة لاينضب . وما زالت الدراسات والبحوث العلمية المركزة تجري في كثير من بلاد العالم وبخاصة في الاتحاد السوفييتي والولايات المتحدة الأمريكية . ونأمل أن يتوصل الإنسان الى حل مشكلة التزود بالطاقة ، وعندئذ فقط سوف تتنفس البشرية بارتياح .

الفصل الرابع

الجسيمات الأوليـة

الجسيمات الأولية (أو الاساسية) هي جسيمات نجهل بنيتها الداخليـة . إن مفهوم « اولية » الجسيم هـو مفهوم نسبي ويتوقف على مستوى معارفنا . فقبـل حوالي ٧٠ سنة كانت الذرة تعد كائنا اوليا بينما نعلم الآن ان لها بنية معقدة . وتعـد النكلونات في الوقت الحاضر جسيمات اولية ، على الرغـم من انه قد اقترحت نماذج لبنيتها .

وتتوقع الفيزياء النظرية وجود جسيمات **مضادة** لمعظم الجسيمات . وللجسيم والجسيم المضاد نفس الكتلة والسبين والشحنة الكهربائية والعـزم المغنطيسي إلا أن المقدارين الأخيرين يختلفان في الإشارة .

وعندما يتفاعل جسيم بطيء مـع الجسيم المضاد لـه فإنهما يتفانيان لتتشكل جسيمات أخرى . وكمثال على الجسيـم والجسيم المضاد نذكـر الزوج : الكترون ـ بوزترون . فالقيمة المطلقة لعزميهما المغنطيسيين هي نفسها . ومع ذلك فإن العـزم المغنطيسي للبوزترون متجه وفـق السبين في حين أن عـزم الإلكترون متجـه بحيث يعاكس السبين . وعندما يتفانى البوزترون والالكترون يتحولان الى فوتونين لاتقـل طاقتهما عن 1,02 MeV .

هناك جسيمان اوليان ، الفوتون والبيون المتدل ، ليس لهما ضديدان . وفي هذه الحالة يكون الجسيم مطابقا للجسيم المضاد . ويشار عادة الى الجسيمات المضـادة بوضع خط (مستقيـم او متموج) فـوق رمز الجسيم (انظر الجدول الآتي في هـذا الفصل) ، الا أن بعض الجسيمات المضادة حصلت على رموز خاصة بها (كالبوزترون والبيون السالب ، الخ . . .) . وتقسم الجسيمات الأولية عادة إلى اربع مجموعات ، وفيما يلي تعريف مختصر بكل منها .

٤ ــ ١ ــ **الفوتونات** . وهي جسيمات الحقل الكهرطيسي وسبينها يساوي الواحد فهي إذن بوزونات (اي تخضع لإحصاء بوزه ــ اينشتاين) . وللتفاعل بين الفوتونات والجسيمات المشحونة كهربائيا طبيعة كهرطيسية .

٤ ــ ٢ ــ **الليبتونات** . وهي جسيمات سبينها نصفي (= $\frac{1}{2}$) فهي إذن فرميونات (تخضع لإحصاء فرمي ــ ديراك) خفيفة . وتضم النترينو، الالكترون ، الموون السالب والجسيمات المضادة لها وتتفاعل الليبتونات فيما بينها كما تتفاعل مع الجسيمات الأخرى . والسمة المميزة لليبتونات هي انها تولد وتفنى مثنى مثنى فيبقى ، بالتالي، عدد الليبتونات ثابتا . ويعبّر عن هذا القانون بنسب **شحنة ليبتونية** الى كل ليبتون وهي تساوي + ١ لليبتون و ــ ١ لليبتون المضاد. والشحنة الليبتونية الكلية لجملة ما، مثل الشحنة الكهربائية ، هي مجموع الشحنات الليبتونية لكافة الجسيمات . ويعبر عن **قانون انحفاظ الشحنة الليبتونية** بالقول : تنحفظ الشحنة الليبتونية الكلية في كافة انواع التحولات . لنتأمل ، على سبيل المثال ، تفكك الموون السالب :

$$\mu^- = e^- + \nu + \bar{\nu}$$

هناك شحنة ليبتونية واحدة في الطرف الأيسر من المعادلة . ولكي تساوي الشحنة الليبتونية الواحد في الطرف الأيمن يجب أن يولد تفكك الموون ثلاثة ليبتونات هي : الكترون ، نترينو ، نترينو مضاد .

وبطريقة مماثلة نتبين ان النترينو المضاد هو الذي يتكون في التفكك $\beta-$. وان النترينو هو الذي يتولد في التفكك $\beta+$. وبالفعل لدينا :

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$$

الشحنة الليبتونية للالكترون = + ١ وللنترينو المضاد = ــ ١ ومجموعها صفر . كذلك :

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu$$

الشحنة الليبتونية للبوزترون = ـــ ١ وللنترينو = + ١ ومجموعهما صفر .

يتمتع النترينو بقدرة هائلة على النفوذ والتوغل في المادة لان تفاعله معها اضعف بـ 10^{10} مرة من تفاعل الليبتونات المشحونة كهربائيا معها . وإن أحد التفاعلات التي يحرضها النترينو المضاد هو تفاعله مع البروتون (الموجود في المادة ضمن ذرات الهدروجين) :

$$p + \bar{\nu} \rightarrow n + e^+$$

وقد أيد كشف البوزترون فرضية باولي الخاصة بإصدار النترينو في التفكك β .

وكما قلنا سابقا (الفقرة ٢ ـــ ٧) الفرق بين النترينو والنترينو المضاد (إذا اردنا الا نلجأ الى اختلاف اشارة شحنتيهما الليبتونيتين) هو أن السبين والاندفاع متعاكسان في النترينو ومتفقان في الجهة في النترينو المضاد .

٤ ـــ ٣ ـــ **الميزونات** . تضم هذه المجموعة (البيونات والكاؤونات) جسيمات سبينها يساوي الصفر وكتلها تقع بين كتل الليبتونات وكتل النكلونات . وتمتص الباريونات هذه الجسيمات بشدة . ويولد تفكك الميزونات ليبتونات .

٤ ـــ ٤ ـــ **الباريونات** . لهذه الجسيمات شحنة باريونية (نووية) . فشحنة الباريون = + ١ بينما شحنة الباريون المضاد = ـــ ١ . وقد انتج الفيزيائيون الأمريكيون البروتون المضاد والنترون المضاد للمرة الاولى في عام ١٩٥٥ ـــ ١٩٥٦ بفضل المسرّع الجبار (السنكروترون البروتوني) في بروك هافن .

وتتولد الباريونات وتفنى ، مثل الليبتونات ، مثنى مثنى . اي أن الشحنة الباريونية الكلية لجملة جسيمات تبقى منحفظة في كافة انماط التحولات . ويمثل قانون انحفاظ النكلونات حالة خاصة من قانون انحفاظ الشحنة الباريونية . ونذكر، كمثال على القانون الأخير ، تفكك الهيبيرون سيكما الموجب :

Elementary Particles

Group		Particle	Symbol: particle	Symbol: anti-particle	Rest mass	Spin	Electric charge	Baryon charge	Lepton charge	Lifetime, s	Decay products of particles
Photons		Photon	γ	γ	0	1	0	0	0	Stable	—
Leptons		Neutrino	ν	$\bar{\nu}$	0	1/2	0	0	1	"	—
		Electron	e^-	e^+	1	1/2	—1	0	1	"	—
		Muon (mu-meson)	μ^-	μ^+	206.7	1/2	—1	0	1	2.2×10^{-6}	$e^- + \nu + \bar{\nu}$
Mesons		Pion (pi-meson)	π^0	π^0	264.2	0	0	0	0	1.8×10^{-16}	2γ; $\gamma + e^+ + e^-$
			π^+	π^-	273.2	0	1	0	0	2.55×10^{-8}	$\mu^+ + \nu$
		Kaon (K-meson)	K^+	K^-	966.3	0	1	0	0	1.23×10^{-8}	$e^+ + \nu + \pi^0$; $\mu^+ + \nu$
			K^0	$\bar{K}^0$	274.5	0	0	0	0	0.910×10^{-10}	$\pi^+ + \pi^0$; $2\pi^0$
Baryons	Nucleons	Proton	p	$\bar{p}$	1836.1	1/2	1	1	0	Stable	—
		Neutron	n	$\bar{n}$	1838.5	1/2	0	1	0	1013	$p + e^- + \bar{\nu}$

Group		Particle	Symbol		Rest mass	Spin	Electric charge	Baryon charge	Lepton charge	Lifetime, s	Decay products of particles
			particle	antiparticle							
Baryons	Hyperons	Lambda hyperon	Λ	$\bar{\Lambda}$	2182	1/2	0	1	0	2.6×10^{-10}	$p+\pi^-$; $n+\pi^0$
		Sigma hyperon	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2327	1/2	1	1	0	0.8×10^{-10}	$p+\pi^0$; $n+\pi^+$
			Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2333	1/2	0	1	0	$<10^{-14}$	$\Lambda+\gamma$
			Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2342	1/2	−1	1	0	1.7×10^{-10}	π^-+n
		Xi hyperon	Ξ^0	—	2570	1/2	0	0	0	3.1×10^{-10}	$\Lambda+\pi^0$
			Ξ^-	—	2585	1/2	−1	1	0	1.7×10^{-10}	$\Lambda+\pi^-$
		Omega hyperon	Ω^-	$\bar{\Omega}$	3278	3/2	−1	1	0	0.7×10^{-10}	$\Lambda+K^-$

Note: The masses, spins and lifetimes of antiparticles and particles are the same. The charges of particles and antiparticles are equal but opposite in sign. Masses are expressed in units of the electron rest mass m_e, spins in $\hbar$ units and electric charge in e units.

$$\Sigma^+ \begin{matrix} \nearrow & p + \pi^0 \\ \searrow & n + \pi^+ \end{matrix}$$

يجري التفكك في إحدى « قناتين » . وفي كلتا الحالتين نرى أن الشحنةالباريونية تساوي الواحد في كل من طرفي معادلة التحول لان البيونات عديمة الشحنة الباريونية او الليبتونيـــة .

يبين العمود الاخير من جدول الجسيمات الأولية نواتج تفكك بعضها . هذا وإن مخطط تفكك الجسيمات المضادة يماثل المخطط الخاص بالجسيمات مع الفارق التالي وهو انه يستعاض عـــن الجسيمات في نواتـــج التفكك بالجسيمات المضـــادة والعكس بالعكس . وعند إجراء هذا التعويض يجب أن تبقىالشحنـــات الكهربائية والليبتونيـــة والباريونية محفوظة . فمثلا يتم تفكك الهيبرون سيكما السالب والهيبرون المضاد لـــه وفق المعادلتين :

$$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$$

$$\overline{\Sigma^-} \rightarrow \overline{n} + \pi^+$$

لنذكر اخيرا ان عدد الجسيمات والجسيمات المضادة المكتشفة يزيـــد كثيرا على ما هو مذكور في الجدول . ويواجـــه الفيزيائيون النظريون في الوقت الحاضـــر مشكلة تصنيف هذه الجسيمات كما واجه الكيميائيون فيما مضىمشكلة تصنيف العناصر .

الفصل الخامس

كشف الاشعاع المؤين وقياسه

٥ ـ ١ ـ طرائق التاين لكشف الإشعاع (الجسيمي او الموجي) .

يرافق تاثير (تفاعل) الإشعاع في المادة عدد من الآثار مثل تكوّن الأيونات وإصدار الفوتونات وإطلاق الحرارة . ويمكن استخدام هذه الآثار جميعا لكشف الإشعاع وقياس شدته وطيوفه . ويقوم عمل كثير من اجهزة القياس (الكواشف) على قدرة الإشعاع على تأيين الجزيئات . ويتألف كل زوج من الأيونات التي يحدثها الاشعاع في الكاشف من أيون جزيئي موجب والكترون . يسمى التأين الذي يحدثه الإشعاع **التاين الأولي**. وتؤين الجسيمات المشحونة بالكهرباء الجزيئات مباشرة . اما كوانتات γ فإنها تنتزع الكترونات من الجزيئات (الاثر الفوتوكهربائي) او تكسب إلكترونات كومتن طاقة أو تولّد ازواجا الكترونية ـ بوزترونية ومن ثم تحدث هذه الالكترونات التأين في الكاشف*. وبقياس الشحنة الكهربائية المتولدة في الكاشف يمكن دراسة خصائص الإشعاع الذي يجتازه .

إن اكثر الكواشف شيوعا هي **حجرات التاين والعدادات التناسبية وعدادات غايغر ـ مولر** . وتتشابه هذه الكواشف في تصميمها وطريقة عملها . وهي تتألف ،

---

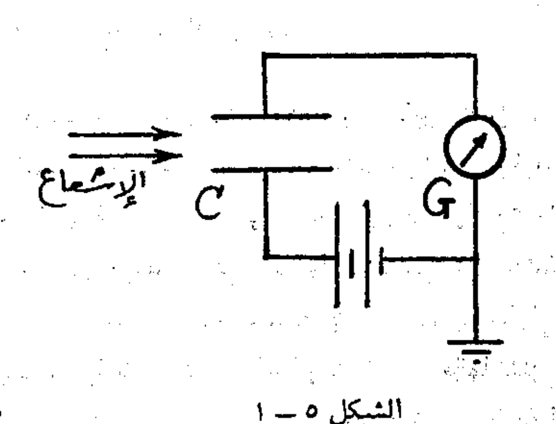
*) انظر الفقرات ٣٧ ـ ٧ و ٤٠ ـ ١٠ و ٤٠ ـ ١١ من كتاب « الفيزياء الحديثة للجامعات » .

تأليف : ريتشاردز ، وير ، سيرز ، زيمانسكي . ترجمة الأساتذة : قدورة ، السمان، الحصري . مطبوعات« مديرية الكتب الجامعية » دمشق ١٩٧٥/١٩٧٦ .

أساسيا ، من وعاء ذي مسريين يطبق بينهما توتر (فرق في الكمون) كهربائي . ويمـلأ الحيز بين المسريين بغـاز جـاف .

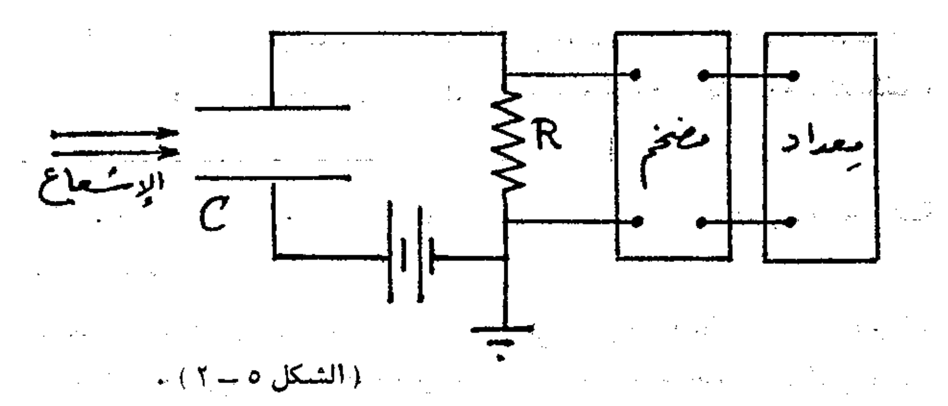
ولتوضيح عمل الكواشف المملوءة بالغاز نتأمل دارة **حجرة تأين مستوية** وكيفيـة عملها . يتألف هذا الكاشف من مكثفة مستوية طبق بين لبوسيها فرق في الكمون U (الشكل ٥ ــ ١) .

من المعروف أن الغاز الجـاف عازل جيد . إلا أن تعريض الغـاز للاشعاع (تشعيعه) يغير ناقليته إلى حد كبيـر . إذ يؤين الإشعاع الجزيئات فيكتسب الغاز القدرة على نقل التيار الكهربائي فتنغلق الدارة ويسـري التيار . ويمكـن قيـاس شـدة التيـار مباشـرة بغلفانومتر فنحصل منه على الشدة الوسطية التي تجتـاز الكاشف . تسمى الكواشف التي تعمل في ظروف كهذه **كواشف التيار** .



الشكل ٥ ــ ١

اما إذا أريد تسجيل مرور كل جسيم على حدة عبر الكاشف فتستعمل **الكواشف النابضة** . وبالإمكان جعل حجرة التأين المستوية كاشفا نابضا بوصلها بمقاومة مناسبة R (الشكل ٥ ــ ٢) .



(الشكل ٥ ــ ٢) .

إن مرور الجسيم عبر غاز الحجرة يجعله ناقلا لبرهة قصيرة فيتغير التوتر الكهربائي بين طرفي المقاومة R خلال البرهة نفسها . وتنتقل « نبضة التوتر » هذه الى مضخم الكتروني فيكبر سعتها مئات المرات او اكثر . بعد ذلك تدخل النبضة المضخمة جهاز التسجيل والعد (المعداد) . ويقيس معدل عد النبضات (أي عدد النبضات المسجلة في وحدة الزمن) كثافة تدفق الجسيمات عبر الكاشف .

يمكن ايضا استخدام الكواشف النابضة لقياس طيوف طاقة الجسيمات . ففي بعض الكواشف تكون سعة نبضة التوتر الخارجة من المقاومة R متناسبة مع طاقة الجسيم شريطة ان يتوقف الجسيم تماما داخل الكاشف . عندئذ يمكن تعيين توزع الطاقة على الجسيمات من معرفة توزع سعات النبضات .

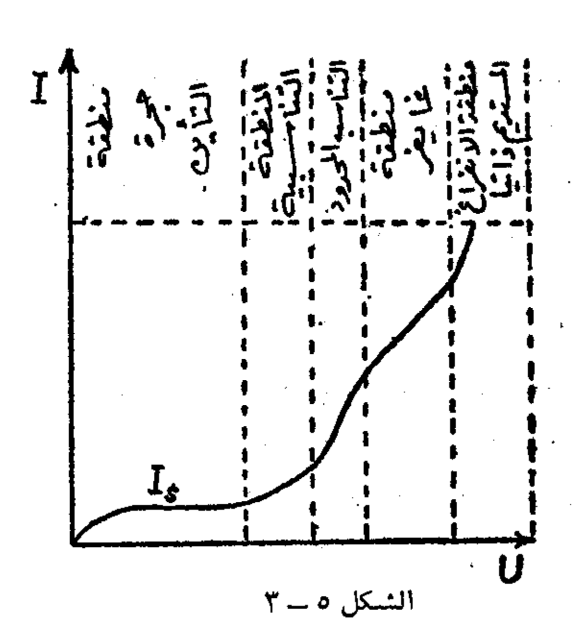
ويكون من الضروري ، في بعض التجارب ، فصل ظاهرة معينة عن البقية (كتعيين اتجاه جسيم سريع مثلا) فتستعمل في هذه الحالة **« دارات الانطباق »** حيث يوصل مخرجا الكاشفين الى الدارة الالكترونية . فإذا مر الجسيم في آن واحد عبر كلا الكاشفين انتقلت نبضة توتر الى المعداد . اما في دارات « الانطباق المضاد » فلا يعمل المعداد إلا إذا اتت النبضة من احد الكاشفين .

٥ ــ ٢ ــ المنحني المميز « فولت ــ أمبير » للانفراغ في الغاز

يتوقف مرور تيار التأين عبر كاشف مملوء بالغاز (انفراغ في الغاز) على خصائص الغاز ، ومقدار التوتر الكهربائي المطبق وشكل المسريين . إن المنحني المميز الأساسي للانفراغ في الغاز هو الذي يبين تغير التيار I بتغير الفولتية (التوتر U) وذلك عندما تكون شدة الاشعاع في الكاشف ثابتة ، وهذا ما يسمى « المنحني المميز فولت ــ امبير» (الشكل ٥ ــ ٣) . فبازدياد التوتر يزداد التيار في البداية ثم يبقى ثابتا في مجال معين

للتوتر، واخيرا يتزايد من جديد.

لنحلل سبب هذا السلوك. بما ان الغاز بين المسريين خاضع لحقل كهربائي فإن الأيونات تتحرك نحو المسرى المشحون بشحنة من اشارة معاكسة (لشحنة الأيون) . وتتناسب سرعة الايون v مع شدة الحقل الكهربائي E : $v = bE$. يسمى معامل التناسب b **حركية الايون** وهو يساوي عدديا سرعة الأيون عندما تساوي شدة الحقل



الشكل ٥ ــ ٣

الواحد : $E = 1\ V/m$ ولهذا يقاس b بـ $m^2/s\,.\,V$ وهو خاصة تميز الغاز . وكلما كبرت حركية الأيون في الغاز تجمعت الشحنات على المسريين بسرعة اكبر . وتلتقط جزيئات الغازات الكهرسالبة ، كالهالوجينات ، الالكترونات عند التصادم فتغدو أيونات سالبة . وفي غازات كهذه تكون حركية الأيونات من كلتا الاشارتين من مرتبة $(1 - 10)\,.\,10^{-4}\ m^2/s.\ V$. أما ذرات الغازات الكهرموجبة (كالأرغون والهليوم وغيرهما) فلا تلتقط الالكترونات . ولهذا تكون « الايونات » السالبة في هذه الغازات الكترونات يمكن لحركتيها أن تبلغ $1{,}5 m^2/s\,.\,V$. وبسبب الفرق الكبير في الحركيات تتجمع الالكترونات أولا على الآنود (الذي يسمى ايضا المسرى المجمّع) خلال مدة قصيرة من رتبة $10^{-7}\ s$ ثم تبدأ الأيونات الثقيلة والبطيئة بالتجمع : الموجبة على الكاتود والسالبة على الآنود .

وعندما تكون الفولتية صغيرة تكون سرعة الحركة الانسحابية للايونات صغيرة أيضا ولا تؤثر تأثيرا ذا بال في حركة الأيونات . وفي هذه الحالة تكون الحركة الحرارية العشوائية هي الراجحة . وبسبب التصادمات العديدة بين الايونات والجزيئات تحدث ظاهرتان : **اتحاد الأيونات من جديد وانتشارها** .

فالتصادمات بين الالكترونات والأيونات الصغيرة السرعة يمكن أن تؤدي الى اتحادها ثانية وتشكل جزيئات معتدلة . ويتوقف معدل الاتحاد على الكثافة الأيونية في الغاز . فكلما زادت كثافة الالكترونات والأيونات الموجبة والجزيئات زاد معدل الاتحاد . إلا أنه بازدياد سرعة الأيونات يقصر زمن تأثيرها المتبادل فيغدو ، بالتالي ، اتحادها من جديد أقل حدوثا .

إن كثافة الأيونات التي يحدثها الإشعاع ليست منتظمة في مختلف نقاط الحيز الغازي . فهي في بعض اجزائه أعلى منها في البعض الآخر . ونتيجة هذا الفرق في الكثافة وبسبب الحركة الحرارية تتحرك الأيونات من نقاط الكثافة العالية الى حيث الكثافة أصغر . يسمى هذا النوع من حركة الايونات في الغاز **الانتشار الأيوني** .

يخفض اتحاد الأيونات وانتشارها قيمة التيار الكهربائي في الكاشف إذ لاتستطيع الأيونات جميعا بلوغ المسريين . ويكون تأثير الانتشار في الانفراغ في الغاز أقل من تأثير الاتحاد .

وبازدياد التوتر المطبق على المسريين يتناقص الاتحاد والانتشار وتزداد الشحنات التي تبلغ المسريين . وعند توتر معين يلتقط المسريان جميع الأيونات الأولية فلا تؤثر زيادة التوتر بعد ذلك في التيار الذي يسمى عندئذ **تيار الإشباع** I_s

إن ما يحدث في منطقة الإشباع هو تبعثر مرن للأيونات بجزيئات الغاز . وتكون الطاقة الحركية التي تكتسبها الأيونات من الحقل الكهربائي غير كافية بعد لتأيين الجزيئات. بيد أنه عند توتر معين (نهاية منطقة الإشباع) تتسارع الالكترونات المتحركة، بين تصادمين ، بحيث تغدو طاقتها الحركية كافية لتأيين جزيئات الغاز . يسمى هذا النمط من التأيين **تأيينا ثانويا** . وتؤين الالكترونات في تصادماتها اللاحقة جزيئات أخرى وهكذا . . . أي يحدث تكاثر سريع للأيونات (تأين تاونسند Town send) . ويؤدي نشوء الايونات الإضافية في الغاز بهذه الطريقة إلى ازدياد التيار الذي يغدو أكبر كلما اشتد التوتر . تسمى هذه الظاهرة **التضخيم الغازي** ، ويتميز بالمعامل k وهو نسبة الشحنة التي يجمعها المسرى إلى الشحنة الأولية .

ففي منطقة تيار الإشباع $k = 1$. وبازدياد التوتر U يزداد k بشدة ولايتوقف، في مجال معين ، إلا على التوتر . ومعنى هذا ان كل قيمة لـ U يقابلها قيمة معينة لـ k وان الشحنة النهائية متناسبة مع الشحنة الأولية عند قيمة معينة لـ U . تسمى منطقة التوتر التي يكون فيها k مستقلا عن الشحنة الأولية **المنطقة التناسبية** . وتبلغ قيمة k في نهاية هذه المنطقة 10^4 - 10^3 .

بعد المنطقة التناسبية تأتي **منطقة التناسب المحدود** حيث يتوقف معامل التضخيم الغازي k على كل من التوتر وكبر الشحنة الأولية .

وعندما يصبح التوتر U عاليا إلى حد كاف يغدو الانفراغ غير متوقف على الشحنة الأولية او على نوع الإشعاع : فتشكل زوج ايوني واحد في الغاز كاف الآن لإحداث الانفراغ . تسمى منطقة التوتر هذه **منطقة غايغر** Geiger . ومتى بدأ الإنفراغ فيها فإنه لايتوقف تلقائيا بل لابد من « إطفائه » بإحدى الطرائق المناسبة التي سنتعرض لها فيما بعد . وأخيرا تنتهي منطقة غايغر عند منطقة **الانفراغ المستديم ذاتيا** .

تعمل حجرات التأين في منطقة التوتر الأولى وفي منطقة الإشباع ولهذا يسمى مجال التوترات هذا منطقة حجرة التأين . اما العدادات التناسبية فتعمل في المنطقة التناسبية . وأخيرا فإن عدادات غايغر – مولر تعمل في منطقة غايغر .

٥ – ٣ – حجرة التأين .

إن حجرة التأين هي من اكثر الكواشف شيوعا . ويمكن استخدامها لقياس اي نوع من الإشعاع . وتقسم حجرات التأين ، حسب شكلها ، الى مستوية واسطوانية وكروية .

يكون المسريان (الصفيحتان) في الحجرة المستوية مفصولين بالغاز وموضوعين في وعاء . وينعزل سلكا توصيل التوتر الى المسريين عن الوعاء بمواد عالية المقاومة : 10^{14} - 10^{12} Ω (كهرمان ، بولي إتيلين ، الخ . . .) . يولد حقل كهربائي منتظم شدته $E = \frac{U}{d}$ في الحيز بين المسريين المستويين اللذين يطبق عليهما التوتر U (d

هي المسافة بينهما) . ويختل انتظام الحقل عند حواف المسريين ويكون الحقل هناك اضعف . ولهذا فإن جزء الأيونات المتجمع على المسرى عند الحواف أصغر من المتجمع عند المنطقة المركزية . وهذا أحد عيوب الحجرات المستوية إذ من الصعب تحديد « الحجم العامل » اي الحجم الذي يسهم في نقل شحنات التأين الأولي الى المسريين .

إن مقاومة العازل R المستخدم في التجارب لاتتعدى $10^{14}\ \Omega$ عادة فإذا كان التيار في الحجرة 10^{-10} A فإن التيار الذي يجتاز العازل ذا المقاومة $R = 10^{13}\ \Omega$ تحت التوتر $U = 200$ V هو :

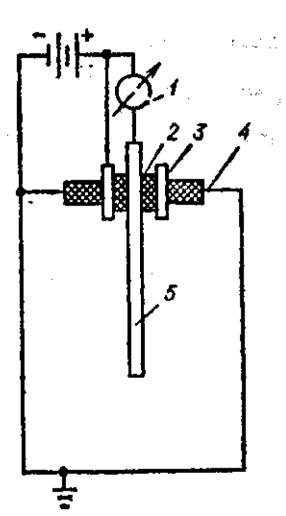
$$I = U/R = 0{,}2 \cdot 10^{-10}\ A ,$$

ويشير جهاز القياس الى تيار شدته $1{,}2 \cdot 10^{-10}$ A وبالتالي يكون الارتياب في قياس التأين الأولي ٢٠ ٪ . وعلى هذا يختار عادة التوتر U المطبق على مسريي الحجرة المستوية قرب بداية منطقة الإشباع (لتصغير I) .

إن احدى الميزات المهمة للكاشف هي **حساسيته** اي التأين الأولي الأصغر الذي يستطيع الكاشف قياسه . يمكن زيادة حساسية الحجرة إما بزيادة حجمها وإما بزيادة ضغط الغاز فيها . ففي الحالة الأولى يزداد طول مسار الجسيم المشحون في الحجرة بينما في الحالة الثانية ينقص مدى الجسيم المشحون . وفي كلتا الحالتين يزداد عدد الأزواج الإيونية التي يولدها الجسيم في الحجرة ، ويزداد معه التيار . يمكن استعمال الحجرات المستوية لقياس تيارات ضعيفة من مرتبة 10^{-12} A . وهناك ما يضع حداً لحساسية الحجرات الكبيرة وهو التيارات التي تحرضها الأشعة الكونية والتلوث الإشعاعي وغير ذلك .

والخاصة المميزة المهمة الثانية للكاشف هي **كفايته** اي نسبة عدد الجسيمات التي يسجلها الكاشف الى العدد الكلي للجسيمات الداخلة إليه . وتتوقف الكفاية على نوع الكاشف وتركيبه وكذلك على خصائص الجسيمات .

اما حجرة التأين الاسطوانية فتتألف (الشكل ٥ـ٤) من اسطوانة جوفاء محكمة السد ذات قضيب معدني وفق محورها وهو المسرى المجمّع (٥) . يطبق على هذا المسرى توتر عال ويوصل الوعاء (٤) الاسطواني بالأرض . وفي وسع الحجرات الأسطوانية الحساسة قياس تيارات صغيرة من مرتبة 10^{-15} A — 10^{-13} . ولجعل التيار المتسرب اقل من 10^{-15} A بكثير يطبق التوتر العالي على كل من المسرى المجمع والحلقة الحارسة (٣) المثبتة في وسط العازل



الشكل ٥ ــ ٤

الكهربائي (٢). فيصبح فرق الكمون بين المسرى المجمع والحلقة الحارسة معدوما تقريبا وبالتالي يمر القسم الأكبر من التيار المتسرب من الحلقة الحارسة الى الوعاء الاسطواني دون اجتياز المقياس الغلفاني(١) . إن وجود الحلقة الحارسة يخفف المتطلبات المفروضة على المواد العازلة ويزيد دقة القياسات .

واخيرا فإن الطراز الثالث لحجرات التأين هو الكروي . ويتألف من وعاء كروي معدني (المنيوم ، نحاس ، فولاذ) يوضع في مركزه كرية معدنية هي المسرى المجمع . ويطبق التوتر على الكرية عن طريق عازل زجاجي .

وتستعمل حجرات التأين في نظام نابض او تياري حسب الغرض منها وحسب تركيبها . فتستخدم الحجرات النابضة لتسجيل جسيمات مشحونة ثقيلة منفردة (بروتونات ، جسيمات α ، شظايا انشطارية ، الخ) . وبما ان التأين النوعي للجسيمات الخفيفة (الكترونات ، بوزترونات ، الخ) صغير نسبيا فإنه يتعذر تسجيلها بفعالية في الحجرات النابضة .

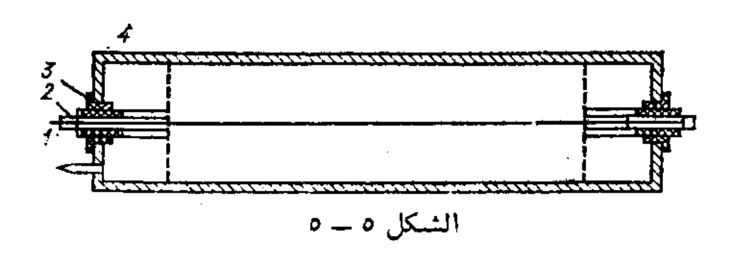
وتتميز الكواشف النابضة بما يسمى **زمن الفصل** τ_r وهو اقصر مدة تفصل بين دخول جسيمين متعاقبين الى الكاشف بحيث يتولد منهما نبضتان منفصلتان . وتسمح

معرفة τ_r بحساب **مقدرة الفصل** للكاشف النابض $N_r = 1/\tau_r$ وهي تشير الى العدد الأعظم من الجسيمات الذي يستطيع الكاشف تسجيله في وحدة الزمن .

اما حجرات التيار فتستخدم لقياس الشدة الوسطية لمختلف انواع الإشعاع فهذه الشدة متناسبة مع التيار الوسطي الذي يسري عبر الحجرة .

٥ ــ ٤ ــ العدادات التناسبية .

إن نبضات التوتر التي تولدها أشد حجرات التأين حساسية هي من الصفر بحيث يحتاج تسجيلها إلى تضخيم كبير . وتمتاز العدادات التناسبية على حجرات التأين بأن التأين الأولي يتضخم داخل العداد نفسه . وبما ان معامل التضخيم الغازي k يمكن ان يبلغ في المنطقة التناسبية 10^4 - 10^3 فإن سعة نبضة التوتر المقابلة لتأين اولي معين في عداد تناسبي ، تتعدى مثيلتها في حجرة تأين بـ k مرة . ولهذا يمكن الاكتفاء بمضخم ابسط يوصل بالعداد التناسبي .



الشكل ٥ ــ ٥

وتصمم العدادات التناسبية بحيث يحصل على معامل تضخيم غازي كبير في عداد صغير الحجم ويعمل بتوتر كهربائي منخفض نسبيا . وقد تبين أن العدادات الأسطوانية هي الأنسب لهذا الفرض (الشكل ٥ ــ ٥) . ويتألف العداد من كاتود اسطواني ومن سلك معدني مشدود وفق المحور هو المسرى المجمع . يطبق التوتر بين الآنود (المسرى المجمع) والكاتود الموصول بالأرض .

إن الحقل الكهربائي بين مسريي العداد الأسطواني غير منتظم ، وتتناسب شدة الحقل E عكسا مع البعد r عن محور العداد وفق العلاقة الآتية :

$$E = \frac{U}{\ln \frac{R}{a}} \quad \frac{1}{r} \qquad (5-1)$$

حيث R نصف القطر الداخلي للأسطوانة ، a نصف قطر السلك المحوري و U التوتر المطبق على المسريين .

بعد ان يعبر جسيم مشحون العداد تتحرك الالكترونات المتحررة نحو المسرى المجمع . ونرى من المعادلة (1 - 5) أن الحقل الكهربائي يكون اقل شدة في النقاط البعيدة عن الآنود فتتصادم الالكترونات تصادمات مرنة مع جزيئات الغاز اي يحدث شيء مشابه لما يجري في حجرات التأين . إلا انه في **الحيّز الحرج** ، وهو الفضاء الصغير المحيط بالسلك، تزداد شدة الحقل E بسرعة ، وتتعدى طاقة الالكترونات المتسارعة طاقة العتبة E_{th} التي يبدأ عندها تأين الجزيئات . وفي هذه المنطقة بالذات يحدث التضخيم الغازي للشحنات ويصطدم وابل من الالكترونات بالمسرى المجمع .

يمكن الحصول على قيم كبيرة لـ k بتطبيق توتر $U \gtrsim 1000$ V . ويتراوح قطر السلك بين ٠٫٠٥ و ٠٫٣ ملم . ويختار الحد الأعلى لقطر السلك بحيث لايكون التوتر المطبق عاليا دون ضرورة. أما الحد الأدنى فتحدده متانة السلك الذي يصنع عادة من التنغستن او الفولاذ ويصقل سطحه لأن اقل خشونة يمكن ان تشوه كثيرا الحقل الكهربائي قرب هذا السطح. يملأ العداد بغاز تحت ضغط يتراوح بين 50 - 760 mm Hg . وعندما ينقص الضغط يزيد مسار الالكترون في الغاز وتزيد معه الطاقة التي يقدمها الحقل الكهربائي للالكترونات . اي انه اذا كان الضغط اخفض بدأ التضخيم الغازي تحت توتر اقل .

يلتقط الآنود الالكترونات السريعة الحركة في حوالي 10^{-7} s وفي خلال هذه المدة لاتتحرك الأيونات الموجبة الثقيلة في الحيز الحرج تحركا ذا بال ، وتشكل غمدا مشحونا إيجابا حول السلك في ذلك الجزء من المنطقة الحرجة حيث مرّ الجسيم . وتضعف الايونات الموجبة إضعافا محسوساً الحقل الكهربائي في الحيز الحرج خلال زمن τ_d يسمى **الزمن الميت** في العداد .

وفي اثناء τ_d لايحدث في الحقل الكهربائي الضعيف تضخيم غازي ذو بال . ولذلك إذا مرّ جسيم مشحون آخر عبر العداد التناسبي خلال الزمن τ_d فإن نبضة التوتر (على المقاومة R) تكون اصغر من عتبة حساسية المضخم وبالتالي لاتسجّل. ويساوي الزمن الميت في العدادات التناسبية $\tau_d \gtrsim 10^{-5}$ s

وباقتراب الأيونات الموجبة من الكاتود يسعى الحقل في الحيز الحرج إلى قيمته الابتدائية . وبعد زمن معين τ_r يغدو k كبيرا إلى حد كاف لجعل سعة النبضة (على R) تتعدى عتبة حساسية المضخم ويستطيع العداد الآن تسجيل جسيم جديد إذا مرّ . وتعود الأمور في العداد الى ما كانت عليه تماما بعد تعديل الايونات الموجبة على الكاتود. يسمى الزمن τ_{rc} ، محسوباً من نهاية الزمن الميت ، الذي يستعيد العداد خلاله خصائصه ، **زمن الاستعادة** . وفي العدادات التناسبية $\tau_{rc} \sim 10^{-4}$ s .

يتوقف زمن الفصل τ_r في العداد على الزمن الميت τ_d وعلى عتبة حساسية المضخم . وفي العدادات التناسبية $\tau_r \gtrsim 10^{-5}$ s ومقدرة الفصل $N_r \lesssim 10^5$ نبضة في الثانية .

يؤثر الغاز الذي يملأ العداد على سير الانفراغ فيه . فإذا كان الغاز سالباكهربائيا (O_2 ، Cl_2 ، الخ) كان زمن التقاط الأيونات السالبة اطول وكانت مقدرة الفصل للعداد منخفضة . ولهذا تفضل الغازات الموجبة كهربائيا (ارغون ، الخ) إذ تسمح بالتقاط سريع للالكترونات على الآنود .

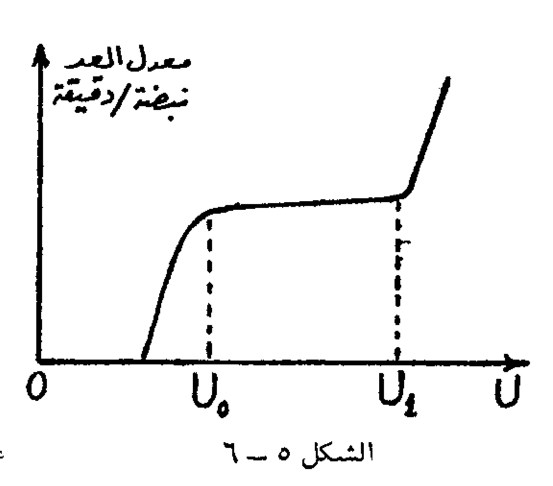
إلا انه إذا مليء العداد بالأرغون الصافي امكن حدوث تكاثر وابلي إضافي ، إذ يمكن لأيونات الارغون أن تقتلع الكترونات من معدن الكاتود عند اصطدامها به مولدة ذرات ارغونية مثارة . وتصدر هذه الذرات ، عند عودتها إلى حالتها الأساسية ، فوتونات في مجال طاقي عريض. وتستطيع الفوتونات فوق البنفسجية اقتلاع الكترونات من هيكل العداد فتسبب هذه الالكترونات انفراغا في الغاز (الانفراغ العاقب) ، الأمر الذي يخفض نوعية العداد .

وهناك طريقتان « لإطفاء » الانفراغ العاقب وإخماده . وتقسم العدادات التناسبية، تبعا للطريقة المستخدمة ، إلى **عدادات ذاتية الإطفاء و عدادات غير ذاتيــة الإطفــاء** . تملأ الأخيرة بالهليوم أو الأرغون أو بغازات موجبة كهربائيا لا تطفيء الانفراغ العاقب . ويتخلص عندئذ من الآثار الثانوية بوسائل خارجية. وابسط وسيلة هي وصل مقاومة على التسلسل مع منبع التوتر ومسريي العداد . فإذا كانت المقاومة لاتقل عن $10^9\ \Omega$ فإن التوتر عند الآنود ينقص نقصا محسوسا خلال 10^{-2} s - 10^{-3} . وفي أثنــاء هذه البرهة الزمنية الطويلة تختفي ذرات الغاز المثارة ولا ينشأ انفراغ عاقب . هـــذا ويمكن استعمال العدادات غير ذاتية الإطفاء لمدة طويلة من الزمن إلا أن زمن الفصل فيها كبير ويمكن ان يبلغ 10^{-2} s .

اما العدادات ذاتية الإطفاء فتملأ بمزيج من ذرات الأرغون وجزيئات غـــاز متعدد الذرات [غــول (كحول) ، ميتان ، الخ] . ويكون تركيز هذه الجزيئات في المزيــج حوالي ١٠ ــ ١٥ ٪ . تمتص الغــازات المتعددة الذرات الأشعــة فــوق البنفسجيــة امتصاصا جيدا . وعندما يصطدم جزيء الغاز المتعدد الذرات بأيون الأرغون يتخلى له بسهولة عن الكترون وبذلك يعدّله . وعند الكاتود يقتلع الأيون الجزيئي الثقيل الكترونا من المعدن متحولا إلى جزيء مثار . إن عمر مثل هذه الجزيئات المثارة ، في ما يتعلــق بتحللها (تفككها) إلى ذراتها المكوّنة ، اقصر بمئة مرة من زمن إصدار فوتون . وتكون النتيجة ان طاقة إثارة كافة الجزيئات تقريبا تستهلك في التحلــل وليس في إصـــدار فوتونات .

يقاس عمر العداد التناسبي بعــدد الجسيمات التي يستطيــع تسجيلها . ففي العدادات غير ذاتية الإطفاء لايغير الانفراغ تركيب الغاز ولهذا يتعين عمر هذه العدادات من عيوب التصميم (مثل عدم إحكام سدّ العداد لمنع تسرب الغاز ، الـخ) . أمـــا في العدادات ذاتية الإطفاء فإن تسجيل جسيم واحد يقتضي تفكك حوالي 10^5 جزيئا متعدد الذرات . وبما أن غاز العداد لا يحتوي أكثر من 10^{20} جزيئا متعدد الذرات فإن العداد ذاتي الإطفاء يستطيع تسجيل حوالي 10^{15} جسيما فقط وهذا ما يحدد عمر العداد .

إن احد المميزات الاساسية للعداد التناسبي هو المنحني المميز لعـدّه (الشكل ٥ ــ ٦) . وهو يبين تبعية معدل العد للتوتر المطبق على المسريين في حالـة شـدة ثابتة للاشعـاع الذي يخترق العداد وعتبـة معينـة لحساسيـة المضخم . ويكون مميز العـد بـين التوترين U_0 و U_1 افقيـا تقريبا (يسمى هذا الجزء السـّـواء) اي أن معدل العد ثابت . تتناسب سعـة النبضة مع التأين الأولي الذي يتوقف على اتجاه حركة الجسيم في الغـاز .



الشكل ٥ ــ ٦

وتتوقف اطوال مسارات الجسيمات في الغاز على اتجاهها وهـذا ما يسبب التفاوت في سعات النبضات . وكلما زاد تفاوت السعات زاد التوتر U_0. وفي حالة عتبة معينة لحساسية المضخم تتوقف قيمة U_0 على طبيعة الاشعاع وهي أصغر في حالة جسيمات α منها في حالة جسيمات β لأن التأيين النوعي الذي تحدثه جسيمات β في الغـاز اصغر بكثير من التأيين النوعي لجسيمات α . فاذا خفضت عتبة المضخم انزاح U_0 نحو قيم أصغر .

إن للسـّواء ميلا خفيفا بالنسبة الى محور التوتر . ويميز هـذا الميلَ التغـيرُ النسبي لمعدل العد المقابل لمئة ڤولت : ($S = \frac{(C_1 - C_0)\ 100}{(U_1 - U_0)}$ حيث C_0 معـدل العد المقابل لبداية السواء و C_1 معدل العد المقابل لنهايته) . وهو يساوي بالتقريب ١ر٠ ٪ مئة ڤولت وينجم عن الانفراغات التي تسببها جسيمات من منابـع خارجية .

تستعمل العدادات التناسبية بعد تطبيق توترات تقابل السواء . وتستخـدم لتسجيل الجسيمات المشحونة والنترونات وكذلك لقياس الطيوف الطاقيـة ونشاط منابع الإشعاع .

٥ ـ ٥ ـ عداد غايفر ـ مولر Geiger - Muller

لاتستخدم عمليا منطقة التناسب المحدود عند استعمال العدادات المملوءة بالغاز لأن معامل التضخيم الغازي في هذه المنطقة يتوقف على التوتر وعلى التأين الأولي ، الأمر الذي يجعل العداد غير ملائم لتسجيل الإشعاع .

تسمى العدادات التي تعمل في منطقة غايفر عدادات غايفر ـ مولر تخليدا لاسمي مخترعيها . ولا يختلف تصميمها كثيرا عن العدادات التناسبية . ومع ذلك فإن التوتر المطبق أكبر ، ونتيجة لهذا تكون المنطقة (الحيز) الحرجة أعرض ويمكن أن يبلغ معامل التضخيم الغازي القيمة 10^{10} . إن عداد غايفر ـ مولر هو إذن أشد الكواشف المملوءة بالغاز حساسية وهو يعطي نبضات توتر قوية يمكن أن تبلغ سعتها 50 V .

يتشكل خلال التكاثر الوابلي للالكترونات عدد ضخم من الأيونات والجزيئات المثارة . وتصدر هذه الجزيئات المثارة أشعة فوق بنفسجية شديدة تنتزع فوتوناتها الالكترونات من معدن الكاتود ومن جزيئات الغاز . وتسبب هذه الالكترونات تكاثرا إلكترونيا جديدا فيملأ الانفراغ بسرعة كامل حجم العداد .

يتشكل حول الآنود ، بعد التقاط الالكترونات ، غمد كثيف من الأيونات الموجبة . ولهذا تضعف شدة الحقل قرب الآنود . وفي الواقع يغدو قطر الآنود ، لبعض الوقت ، مساويا قطر الحيز الحرج . فيصبح بالتالي التوتر المطبق على المسريين غير كاف لحدوث تكاثر وابلي للالكترونات . وتتعادل هذه الأيونات الموجبة على الكاتود فتنصدر خلال هذه العملية أشعة فوق بنفسجية تنتزع الكترونات من معدن الكاتود . وبعد بداية الانفراغ بحوالي 10^{-4} ثانية ينشأ « الانفراغ العاقب » في العداد ، ويطفأ بنفس الطريقة كما في العدادات التناسبية أي باللجوء الى دارات خارجية أو بإضافة جزيئات متعددة الذرات لغاز العداد .

إن كلا من الزمن الميت وزمن الاستعادة وزمن الفصل في عدادات غايفر ـ مولر قريب من 10^{-4} ثانية . وعمر هذه العدادات ، إذا كانت ذاتية الإطفاء ، ليس طويلا جدا . فلا يضاف إلى الغاز الذي يملؤها أكثر من 10^{20} جزيء غولي (كحولي) . ويتفكك

منها في كل انفراغ حوالي 10^{10} ، فلا يمكن والحالة هذه تسجيل أكثر من 10^{10} جسيم مشحون .

يمكن إطالة عمر العدادات الذاتية الإطفاء بملئها بغاز خامل (نيون ، ارغون) ومزجه بقليل من عنصر هالوجيني (كلور ، بروم) . تسمى العدادات التي تحوي مزيجا كهذا **العدادات الهالوجينية** .

تتخلى جزيئات الهالوجين الثنائية الذرة بسهولة عن احد إلكتروناتها الى ايونات الغاز الخامل التي تتصادم معها وتصبح ايونات مشحونة إيجابا تتحول ، عند تعادلها على الكاثود ، الى جزيئات مثارة تتفكك الى ذراتها المكونة . أي ان الهالوجينات تؤدي دور الغاز المطفيء . ولكن ، خلافا لذرات الغازات المطفئة الأخرى ، تتحد الذرات الهالوجينية من جديد أثناء التصادم فتبقى بذلك كمية الجزيئات المطفئة في العداد ثابتة.

إلا أن الهالوجينات مواد فعالة كيميائيا الأمر الذي يحد إمكان اختيار المواد المستخدمة في صنع جسم العداد . ففي حين يمكن استخدام الألمنيوم او الزجاج أو النحاس لصنع العدادات العادية نجد ان الفولاذ غير القابل للصدأ هو المادة المستعملة عادة لصنع العدادات الهالوجينية .

يشبه المنحني المميز للعد ، الخاص بعدادات غايغر – مولر ، مميز العدادات التناسبية . فيعمل العداد في منطقة التناسب المحدود حتى توتر العتبة U_0 . وتتوقف عندئذ سعة النبضة على التأين الأولي . ولاتسجل الدارة الخارجية إلا تلك النبضات التي تتجاوز سعاتها عتبة حساسية المضخم . ومع زيادة التوتر المطبق تغدو سعات كافة النبضات اكبر و يزداد معدل العد . فإذا تجاوز التوتر قيمة العتبة U_0 احدثت كافة الجسيمات نبضات تتعدى سعاتها عتبة حساسية الدارة الخارجية وسجلت النبضات جميعا .

يتوقف توتر العتبة على طبيعة الغاز في العداد. ويلاحظ ادنى توتر (350 - 400 V) في العدادات الهالوجينية المملوءة بالنيون المزوج بالأرغون (٠ر١ ٪) وهالوجين (٠ر١ ٪) . أما العدادات المملوءة بغازات أخرى فتعمل عند 800 - 1300 V .

إن سواء مميز العد ، الخاص بعدادات غايغر ــ مولر ، هو نفسه لكافة أنواع الإشعاع لأن سعة النبضة مستقلة عن التأين الأولي . ويمكن ان يبلغ طول السّواء بضع مئات الفولتات . وينجم الميل الخفيف للسّواء عن العد الزائف (النبضات الزائفة) الذي لا علاقة له بالجسيمات المدروسة . فيمكن أن ينجم العد الزائف عن الالكترونات التي ينتزعها من الكاتود الحقل الكهربائي أو الفوتونات . وبازدياد التوتر المطبق يزداد ايضا عدد النبضات الزائفة ويزداد معدل العد ٣ ــ ٤ ٪ لكل مئة فولت .

إن وجود السّواء في مميز العد يجعل عداد غايغر ــ مولر كاشفا مناسبا . فإذا اختير توتر عمل العداد قرب منتصف السواء صار معدل العد مستقرا . ولا يكون للتغيرات العشوائية الصغيرة للتوتر المطبق على المسريين تأثير ذو بال في معدل العد .

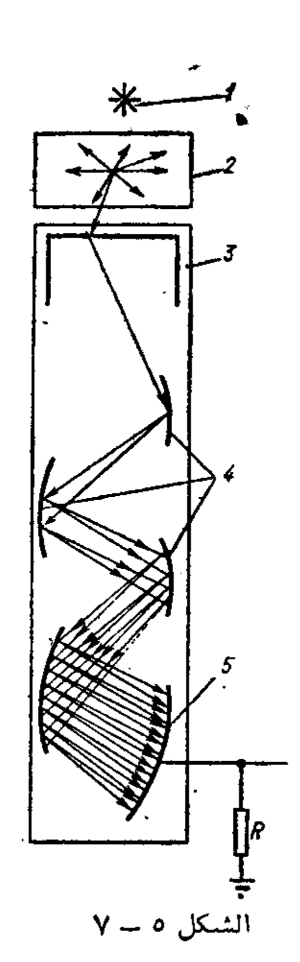
وعند نهاية السواء يبدأ معدل العد بالازدياد بسرعة . ومتى تجاوز التوتر القيمة U_1 تبدأ الانفراغات الطوعية بالرجحان والغلبة . ويؤدي استمرار عمل العداد في منطقة الانفراغات الطوعية (التلقائية) إلى فساده .

تستعمل عدادات غايغر ــ مولر لقياس كوانتات γ وجسيمات β و α . وتكون سعة النبضة من الكبر بحيث يستغنى عن المضخمات أحيانا وترسل النبضات الى المسجل (المعداد) مباشرة . ولهذا فإن المعدات المشتملة على عدادات غايغر ــ مولر بسيطة عادة وقابلة للحمل .

٥ ــ ٦ ــ عداد الوميض

تستهلك طاقة الجسيمات السريعة في تأيين جزيئات الوسط المادي وإثارتها . وفي طريقة الوميض تولّد **الجزيئات المثارة** الإشارات الواجب تسجيلها . وفي بعض المواد الشفافة المسماة **الوامضات** يقع جزء من الإشعاعات التي تصدرها الجزيئات المثارة في المنطقة المرئية من الطيف . ويمكن ان يرافق عبور الجسيم للمادة الوامضة صدور وميض ضوئي (ومضة) . إن نسبة الطاقة الضوئية التي يصدرها الوامض الى الطاقة الممتصة من الجسيم هي ما يسمى **كفاية التحويل** الخاصة بالوامض .

يتألف عداد الوميض من جزاين أساسيين (الشكل ٥ ــ ٧) ، هــما الوامض والمضاعِف الفوتوكهربــائي . وتضاف إلى الوامض كمية صغيرة من مادة منشطة لزيادة كفاية التحويل . ويوضع عادة رمز المادة المنشطة بــين قوسين بعد رمز الوامض . فمثلا معنى Na I (Tl) ان يود الصوديوم قد أُشرب التاليوم . فإذا مرّ جسيم (١) عبر الوامض (٢) صدر عادة وميض ضوئي ووقع جزء منه على كاتود المضاعِف الفوتوكهربائي (٣) واقتلع منه الكترونات . يصنع الكاتود من مواد حساسة للضوء وذات كفاية عالية لإصدار الالكترونات . فكاتود الإثمد ــ سزيوم مثلا يصدر ٨ ــ ١٥ إلكترونا مقابل كل مئــة فوتون تسقط عليه .



الشكل ٥ ــ ٧

يحتوي المضــاعِف الفوتوكهربائي عــلى ٨ ــ ١٣ مسرىً (٤) يسمى واحدهــا دينودا ، وترتب على التوالي . يوزّع التوتر (1500 - 2500 V) المطبق بين الكاتــود والآنود على الدينودات بواسطة مجزّيء ذي مقاومات . تسرّع الالكترونات المنبعثــة من الكاتود إلى 150 - 200 eV لتصطدم بالدينود الأول فيقتلع كل منها وسطياً $\sigma = 2 - 4$ إلكترونات ثانوية . وتسرّع هــذه بدورها ويقتلع كل منها σ الكترونا مــن الدينــود الثاني ، وهكذا . فإذا اصطدم بالدينود الأول N الكترونا فإن العدد الكلي للالكترونات التي يلتقطها الآنود من الدينود ذي الرقم n هــو $N\sigma^n$ يسمى $k = \sigma^n$ **معامل تضخيم** المضاعِف الفوتوكهربائي وهو يتوقف على مادة الدينودات وعددها في المضاعف والتوتر الكهربائي بينها . ويقع k في المضاعِفات الحديثة بين 10^5 و 10^7 .

تقاس النبضات الكهربائية الخارجة من المضاعف بفضل المقاومة R . وتضخم النبضات قبل إرسالها إلى المسجل إذا كانت ضعيفة .

يصنع الوامض من مادة عضوية أو لا عضوية ذات **شفافية عالية** للضوء المنبعث. وهذه إحدى المميزات الأساسية الواجب توافرها في الوامض . فكلما كبرت كمية الضوء التي يصدرها الوامض كان عدد الالكترونات التي يطلقها الفوتو كاتود اكبر .

هناك شيء آخر يميز الوامض وهو **زمن اضمحلال** ضوئه . فالجسيم يجتاز الوامض في حوالي 10^{-10} ثانية ثم يعقب ذلك انبعاث الومضة . ولجعل زمن الفصل في حده الأدنى يختار الوامض بحيث يكون زمن الاضمحلال 10^{-9} — 10^{-6} ثانية .

تستعمل عدادات الوميض لقياس مختلف أنواع الإشعاع المدروس . فيتميز الوامض $ZnS\ (Ag)$ مثلا بحساسية عالية لجسيمات α ويمكن استعماله لتسجيل جسيمات α التي ترافقها الكترونات او كوانتات γ .

اما الوامض $NaI\ (Te)$ فهو ملائم لعدادات كوانتات γ . فكثافته (المطلقة) عالية بما يكفي : ٣٫٦٧ غ/سم٣ . هذا وإن وجود اليود ($Z = 53$) في بلورة الوامض يرفع كفاية عدّ كوانتات γ إلى ٦٠٪ في حين أن كفاية عدادات غايغر ــ مولر لكوانتات γ هي ١ ــ ٢ ٪ فقط .

يتغير زمن الفصل في عدادات الوميض بين 10^{-8} — 10^{-5} ثانية ، الأمر الذي يسمح بالحصول على معدل عد أعلى بقدر محسوس من معدلات العدادات المملوءة بالغاز .

وتكون شدة الومضة الضوئية في بعض الوامضات مثل $NaI\ (Tl)$ والأنتراسين، الخ، متناسبة مع كمية الطاقة الممتصة . ولهذا يمكن استعمال عدادات الوميض في مقاييس الطيف لكوانتات γ و الالكترونات أو الجسيمات الأخرى. ولا يتجاوز الفصل الطاقي في المطاييف الوميضية ٧٫٥ ــ ١٠ ٪ .

الفصل السادس

المسرّعات

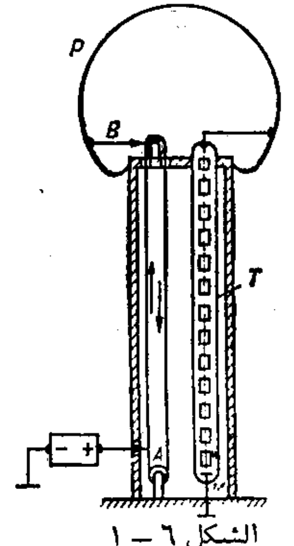
تُسرّع الجسيمات المشحونة بتأثير الحقول الكهربائية فيها . وهناك طرائق مختلفة كثيرة لبلوغ هذا الهدف . وسنعرض فيما يلي مبادىء الطرائق الأساسية .

٦ ـ ١ ـ المسرعات المستقيمة

آ) مولّد ڤان دي غراف الكهراكدي (Van de Graaff)

صنع ڤان دي غراف هذا المولد في عام ١٩٣١ للحصول على كمونات كهربائية عالية جدا . ويصلح هذا الجهاز لتسريع الالكترونات والبروتونات والايونات ، الخ ، وإكسابها سرعة كبيرة أي طاقة حركية عالية . ومن المعروف أن الجسيم المكهرب ذا الشحنة q يكتسب ، إذا مرّ في حقل كهربائي عبر فرق الكمون U ، الطاقة الحركية qU . فإذا كان $q = e$ (شحنة أولية واحدة) كانت الطاقة $U\,eV$ وإذا أريد إكساب الجسيمات طاقات عالية تقدر بالـ MeV وجب توليد فروق في الكمون U تقدر بالـ MV (ملايين الڤولتات) .

يمثل الشكل(٦ ـ ١) مخطط مولد ڤان دي غراف . وهو يتألف من ناقل P (يشبه نصف كرة فارغة) محمول على عمود فارغ عازل . ينشأ الكمون العالي على الناقل نتيجة تراكم الشحنات الكهربائية الآتية من مولد التوتر (فرق الكمون) ، المستمر والمنخفض نسبيا (20 - 50 kV) ؛ وتنتقل هذه الشحنات ، بفضل ناقل يشبه المشط A ، إلى سَير عازل « لانهائي » دون أن يمسّه المشط (خاصة الرؤوس المؤنفة) . ويتحرك



الشكل ٦ ـ ١

السير باستمرار صعودا وهبوطا داخل العمود العازل بواسطة محرك كهربائي . ويلتقط ناقل آخر يشبه المشط B الشحنات من السير ، دون ان يمسه ايضا ، ويوصلها للناقل نصف الكروي المتصل به فتتراكم الشحنات على السطح الكروي الخارجي ، ويتزايد كمون هذا الناقل باستمرار الى ان يبلغ حده الأعلى U_m الذي يتوقف على الصلادة العزلية للوسط العازل الذي يغمر الناقل . (الصلادة العزلية هي شدة الحقل الكهربائي ، في الجوار المباشر لسطح الناقل ، اللازمة لإحداث انفراغ كهربائي انفجاري عبر العازل الملاصق للناقل . فالصلادة العزلية في الهواء تحت الضغط الجوي هي 3 MV/m وتزداد بازدياد الضغط) . كما يتوقف U_m على الانفراغات التي تحدث على طول السير الذي يحمل الشحنات الكهربائية . ففي حالة ناقل كروي منعزل في الفضاء (أي بعيد جدا عن الأجسام الأخرى) تعطى شحنة الناقل Q المقابلة للكمون الحدي U_m بالعلاقة : $U_m = kQ/R$ حيث R نصف قطر الناقل . وترتبط Q هذه بالحقل الحدي (الصلادة العزلية) بالعلاقة : $E_m = kQ/R^2$ فيكون :

$$U_m = E_m \cdot R \qquad (6-1)$$

ونرى أنه لزيادة U_m يجب زيادة R . فإذا كان $R = 1\,m$ كان U_m (في الهواء) مساويا (نظريا !) : $U_m = 3\,MV$. هذا وقد امكن ، بزيادة R وغمر الناقل الكروي بغاز مناسب تحت ضغط يساوي ١٠ ــ ٢٠ ضغطا جويا ، الحصول على كمون عال يبلغ 8 - 10 MV .

أما تسريع الجسيمات فيجري (راجع الشكل) ضمن الانبوب T المغلق والمخلى من الهواء (الإخلاء حتى 10^{-5} mm Hg ضروري لمنع تصادم الجسيمات المسرّعة وكذلك لمنع الانفراغ الكهربائي داخل الانبوب) . يصنع الأنبوب T من الزجاج أو الخزف ويثبّت في أحد طرفيه منبع الجسيمات ، وفي الطرف الآخر الهدف M الذي يراد للجسيمات أن تصدمه . كما يثبت داخل الأنبوب مجموعة من المساري الأنبوبية ، ويوزع فرق الكمون العالي بانتظام بين منبع الجسيمات والمساري والهدف بواسطة

مجزّىء ذي مقاومات. وتفيد المساري الأنبوبية في تبئير الجسيمات المسرّعة (بالإضافة إلى توزيع التوتر توزيعا منتظما يكفل عدم حدوث انفراغات انفجارية تصدع الأنبوب T) .

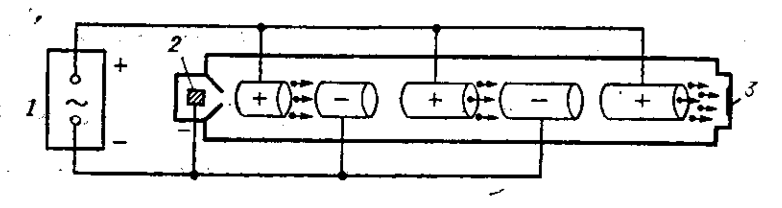
تحصل الجسيمات المنبثقة من المنبع على أول دفعة من الطاقة عند اجتيازها الفجوة التي تفصل المنبع عن المسرى الانبوبي الأول ثم تدخل هذا المسرى مستمرة في حركتها على خط مستقيم بالعطالة لأن الحقل الكهربائي معدوم ضمن المسرى . ويحدث التسارع الثاني في الفجوة الثانية بين المسريين الأول والثاني وتزداد الطاقة الحركية وهكذا حتى تبلغ الجسيمات هدفها M .

ومن مزايا مولد ڤان دي غراف قدرته على توليد حزمة مستقرة من الجسيمات طاقاتها متساوية ويمكن بسهولة التحكم في قيمتها . وكذلك إمكان الحصول على تيار كهربائي **جسيمي** يبلغ من الشدة 0,1 m A !

اما عيب هذا المولد فهو القيمة الصغيرة نسبيا ، التي يمكن للطاقة بلوغها (8 - 10 M e V) .

ب ــ المسرّع التجاوبي المستقيم (الخطي)

في هذا المسرع تتسارع الجسيمات عندما تجتاز الفجوات الفاصلة بين المساري الأنبوبية (الشكل ٦ ــ ٢) حيث يوجد الحقل الكهربائي الناجم عن فرق الكمون .



الشكل ٦ ــ ٢

١ ــ المولد ، ٢ ــ منبع الجسيمات ، ٣ ــ الهدف

وهناك مولد **عالي التواتر** هو الذي يولد فرق الكمون المطبق على المساري . ويزيد طول هذه المساري ، في اتجاه حركة الجسيمات المتزايدة السرعة ، بحيث يبقى زمن الحركة العطالية للجسيمات داخل اي من المساري واحدا ومساويا نصف دور فرق الكمون العالي التواتر .

توصل المساري ذات الأرقام الفردية إلى احد مربطي المولد ، وتوصل الزوجية الى المربط الآخر. لنتأمل جسيما **موجبا** يعبر الفجوة بين المسريين الأول والثاني . ففي هذه اللحظة يكون كمون المساري الفردية موجبا وكمون الزوجية سالبا فينجذب الجسيم الى المسرى الثاني و يتسارع . وعندما يدخل الجسيم المسرى الثاني يتحرك ضمنه بالعطالة على خط مستقيم وبسرعة ثابتة . وحين يغادره يكون كمون المساري الفردية قد أصبح سالبا وكمون الزوجية موجبا فينجذب الجسيم الى المسرى الثالث ويتسارع وتزداد طاقته وهكذا .

لنذكر اخيرا ان اول مسرع من هذا النوع صممه وصنعه Sloan و Lawrence في عام ١٩٣١ . وكان توتر المولد 42 kV وتواتره 10 MHz وبلغت طاقة ايونات الزئبق المسرّعة 1,3 MeV وكان طول انبوب المسرع أقل من متر .

اما في المسرعات التجاوبية المستقيمة الحديثة فيمكن إكساب الجسيمات طاقة تصل الى 2 GeV (إلكترونات) وبضع مئات الـ MeV (جسيمات ثقيلة) .

٦ ـ ٢ ـ المسرعات الدائرية (المرحوية)

آ) السيكلوترون و السنكروسكلوترون .

إذا تحرك جسيم مشحون في حقل مغنطيسي منتظم بحيث يعامد شعاع سرعته $\vec{v}$ خطوط الحقل $\vec{B}$ خضع الى قوة تعامد الشعاعين $\vec{v}$ و $\vec{B}$ وكان مساره دائريا وبقيت القيمة العددية لسرعته ثابتة . فإذا كان m كتلة الجسيم و q شحنته كان نصف قطر المسار الدائري :

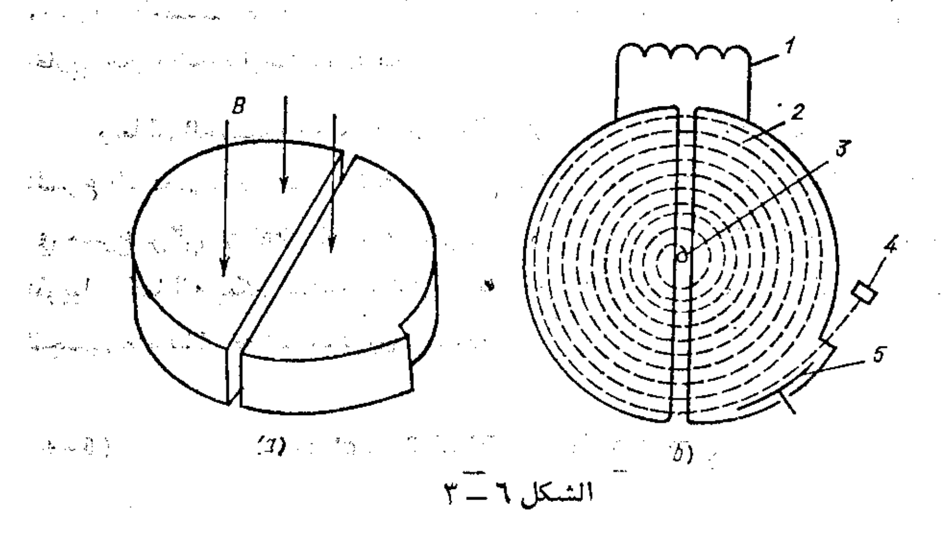
$$r = mv/qB \qquad (6-2)$$

اما تواتر الدوران ν فيساوي خارج قسمة السرعة الخطية v على طول محيط المسار :

$$\nu = qB/2\pi m \qquad (6-3)$$

ويشير التواتر ν إلى عدد دورات الجسيم في وحدة الزمن ، ويبقى ν مستقلا عن سرعة الجسيم ما بقيت كتلته m ثابتة . ويستفاد من هذه الخاصة في تسريع الجسيمات في السكلوترون .

يتألف السكلوترون من مسريين أجوفين (كأنهما شطرا علبة أسطوانية قصيرة) مثبتين بين قطبي مغنطيس كهربائي بحيث يغمرهما حقل مغنطيسي منتظم B



الشكل ٦ ــ ٣

آ ــ منظر عام ، ب ــ منظر من الاعلى

١ ــ مولد عالي التواتر ، ٢ ــ مسار الجسيم ، ٣ ــ منبع الجسيمات ، ٤ ــ الهدف ، ٥ ــ المسرى الحارف

(الشكل ٦ ــ ٣ ــ آ) ، ويطبق عليهما توتر ، منخفض نسبياً ، من مولد عالي التواتر . وهناك في الفجوة بينهما منبع الأيونات الموجبة . ويوضع المسريان ومنبع الايونات في حجرة مخلاة (ضغط الهواء فيها حوالي 10^{-5} mm Hg) .

لنفترض ان شعاع سرعة الجسيم $\vec{v}$ يقع في مستوى الشكل وان الشعاع $\vec{B}$ يعامد $\vec{v}$ وموجه الى جهة الابتعاد عن القارىء وان كمون المسرى الأيمن موجب . تتسارع الايونات الموجبة المنبعثة من المنبع في الفجوة وتدخل المسرى الأيسر حيث تتحرك بسرعة ثابتة على مسار دائري (ينتقى معدن المسريين بحيث تبلغ شدة الحقل B في جوفيهما أكبر قيمة ممكنة ، أما الحقل الكهربائي فمعدوم في جوف الناقل مهما

كان معدنه) ويختار تواتر المولد بحيث **يساوي تـواتر دوران الايونـات** (تجـاوب) .
وبعد أن تدور الايونات نصف دورة تدخل ثانية الفجوة بـين المسريين ويكون كمـون
المسرى الأيسر عندئذ موجبا فتتسارع من جديد . ونلاحظ أن سرعة الجسيم (الايون)،
وبالتالي طاقته الحركية وكذلك نصف قطر مساره (انظر العلاقة 2 - 6) يزداد كلما
اجتاز الفجوة . ولهذا تتحرك الجسيمات على مسار شبه لولبي (الشكل ٦ــ٣ــ ب) .
ومتى بلغ الجسيم حافة المسرى الأيمن اخرج من مساره (بواسطة حقل كهربائي) الى
خارج حجرة الخلاء ليصدم الهدف .

وبما أن الجسيمات تتحرك على دوائر فإن أبعاد السكلوترون أصغر بكثير من ابعاد
المسرع المستقيم (الحديث ! الذي قد يبلغ طوله ستين مترا) : فقطر قطب المغنطيس
في مسرع بركلي Berkeley الذي يسرع البروتونات حتى 40 MeV هو متر ونصف
تقريبا . كما انه يمكن استعمال توترات منخفضة **نسبيا** . وتكون الطاقـة الحركيـة
للجسيم عند **مغادرته** السكلوترون مساوية :

$$E_k = m v^2/2 = (B^2 R^2/2)(q^2/m) \qquad (6-4)$$

حيث R نصف قطر الجزء الأخير من المسار الدائري .

ويمكن التعبير عن هذه الطاقة بدلالة تواتر المولد ν فنجد :

$$E_k = 2\pi^2 R^2 \nu^2 m \qquad (6-5)$$

وبالامكان ، عند تشغيل السكلوترون ، الإبقاء على الحقل B ثابتا وتغيير تواتر
المولد حتى يبلغ القيمة التجاوبية (3 - 6) . إلا ان تواتر المولد هو الذي يجعل ثابتا
عادة وتعدل شدة التيار في ملفات المغنطيس حتى يبلغ B القيمة التجاوبية . ونرى
عندئذ من (3 - 6) ، نظرا لكون $\nu = Cte$ انه إذا اريد تسريع جسيم يحمل
الشحنة q نفسها ولكن كتلته $m' = 2m$ وجب مضاعفة شدة الحقل B . وفي هذه

الحالة يغادر الجسيم m' السكلوترون حاملا طاقـة حركيـة $E'_k = 2E_k$ بسبب تناسب الطاقة الحركية مع m (انظر 5 - 6) .

تدور الجسيمات في السكلوترون عددا كبيرا (بضع مئات) من المرات . فإذا كان U التوتر المطبق على المسريين (في لحظة تسريع الجسيمات) ، و n عدد الـدورات التي يقوم بها الجسيم فإن طاقته الحركية E_k عند مغادرته الجهاز تساوي :

$$E_k = 2n \cdot qU = \text{Const} \qquad (6-6)$$

اي انه إذا طبق على المسريين توتر U منخفض نسبيا قامت الجسيمات ، قبـل مغادرة السكلوترون بعدد من الدورات اكبر من عددها فيما لو طبق توتر أعلى .

وتزداد كتلة الجسيم ازديادا محسوسا عندما تبلغ سرعته قيما كبيرة ($v/c > 0,2$) . فمثلا تزيد كتلة البروتون ذي الطاقة 25 MeV بمقدار ٢ ٪ على كتلته السكونية . ومع تزايد كتلة الجسيم يتناقص تواتر دورانه (العلاقة 3 - 6) فيصل الى الفجـوة بين المسريين متأخرا عن اللحظة التي يكون فيها التوتر U أعظميا . ويحصل عندئذ من الحقل الكهربائي على كمية من الطاقة اقل مما كانت عليه . ويزيد التأخر بمرور الوقت إلى درجة أن الجسيم يجتاز الحقل الكهربائي عندما تكون جهته معاكسة لسرعة الجسيم فيبدأ بالتباطؤ . ولتجنب هذا الأمر يجب إخراج الجسيم من السكلوترون عندما تبـدأ كتلته بالتغير تغيرا محسوسا . وهذا ما يفعله المسرى الحارف (الشكل ٦ ــ ٣ ــ ب) الذي يولد حقلا كهربائيا إضافيا . وهكذا فإن هناك حدا للطاقة لايمكن في السكلوترون تجاوزه (حوالي 40 MeV للبروتونات) .

يمكن التخلص من هـذا القيد إذا أمكن جعـل تواتر الحقل الكهربائي المسـرّع يتناقص تدريجيا بحيث يساوي ، في كل لحظة ، تواتر دوران الجسيم . عندئذ يجتاز الجسيم الفجوة (الحقل المسرّع) في اللحظة **المناسبة** مهما كانت طاقته ! يسمى المسرّع الذي يتمتع بهذه الخاصة سنكروسكلوترون (أو فازوترون) . ويستطيع فازوترون

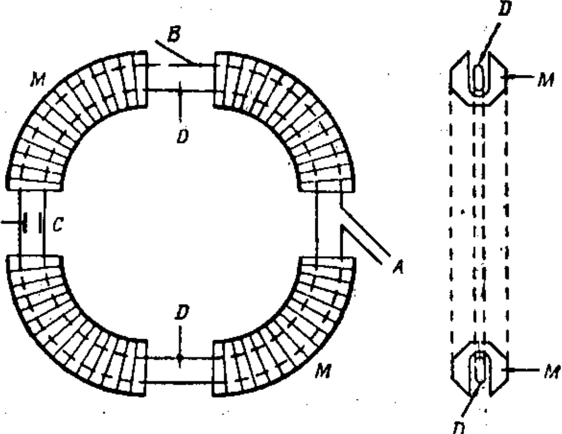
دوبنا (الاتحاد السوفيتي) تسريع البروتونات حتى 680 MeV (والديتونات الى 420 MeV وجسيمات α الى 840 MeV) ويبلغ قطر قطب مغنطيسه ستة امتار ، ويزن هذا المغنطيس الهائل سبعة آلاف طن ! أما فازوترون بركلي (جامعة كاليفورنيا ، (الولايات المتحدة الأمريكية) فيسرع البروتونات حتى 730 MeV ! والديتونات إلى 445 MeV وجسيمات α الى 890 MeV .

ب ـ السنكروترون البروتوني

إذا أريد تسريع البروتونات الى طاقات تتعدى 1 GeV = 1000 MeV فليس من الحكمة التفكير في صنع مسرّع من نوع الفازوترون إذ يلزم مغنطيس جبار يستهلك كميات كبيرة جدا من الطاقة . فللحصول في الفازوترون على بروتونات طاقتها $E \approx 10$ GeV يلزم مغنطيس وزنه مليون طن ! ولهذا كان من الضروري ابتكار طرائق جديدة للوصول بطاقات البروتونات الى قيم عالية. وقد تم حل هذه المسألة في السنكروترون (أو سنكروفازوترون) .

تسرع البروتونات في حجرة مخلاة لها شكل حلقة (كعكة) موضوعة داخل مغنطيس دائري (حلقي) . ويتألف المغنطيس من اربعة أقسام (الشكل ٦ ـ ٤) تصل بينها قطاعات مستقيمة خالية من الحقل المغنطيسي . ويركّب المجاوب الكهربائي في أحد القطاعات المستقيمة .

تسرع البروتونات في البداية الى بضعة MeV في مسرّع مستقيم ثم تدخل في أحد القطاعات المستقيمة (A) من الحجرة الحلقية . تتغير شدة الحقل المغنطيسي بمعدل يحقق حركة البروتونات قرب مسار مستقر . وبما ان سرعة البروتون تتزايد باستمرار في البداية (جسيم لانسبوي) بينما مساره ثابت



الشكل ٦ ـ ٤

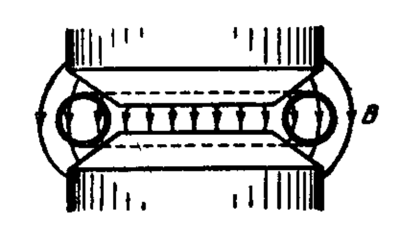
A - مدخل البروتونات ، B - مخرج البروتونات
C - المجاوب D - حجرة الخلاء ، M - المغنطيس الدائري .

فإن تواتر دورانه يزداد ايضا ولهذا يزاد تواتر الحقل الكهربائي المسرع بحيث يستمر الجسيم في اكتساب الطاقة . وعندما تقترب سرعة البروتون من سرعة النور في الخلاء (جسيم نسبوي) فإن التغير في سرعته يغدو ضئيلا ولهذا يثبت حينئذ تواتر الحقل الكهربائي بينما يستمر في زيادة الحقل المغنطيسي. واخيرا ينحرف البروتون عن مساره في القطاع (B) .

صنع اول جهاز من هذا النوع في بروك هافن ــ الولايات المتحدة الأمريكية (عام ١٩٥٢) وسمي **كوسموترون** لأن طاقة البروتونات (3 G e V) من مرتبة طاقة بروتونات الأشعة الكونية . وكان القطر الخارجي للمغنطيس مساويا عشرين مترا ووزنه الفي طن . وفي عام ١٩٥٧ بدأ جهاز آخر عمله في دوبنا (الاتحاد السوفيتي) : القطر الخارجي للمغنطيس ٥٦ مترا ووزنه ٣٦٠٠٠ طن ! ويستهلك ، عندما يعمل ، استطاعة قدرها 142 M W ! ويعطي بروتونات طاقتها 10 G e V ثم صنع في سويسرة جهاز طاقة بروتوناته 30 G e V ، وفي الاتحاد السوفيتي (سربوخوف) جهاز طاقة بروتوناته 76 G e V (القطر الوسطي لهذا المسرّع ٤٧٠ مترا ! ووزن مغنطيسه ٢٢٠٠٠ طن). واخيرا صنع في الولايات المتحدة (باتافيا) جهاز يعطي بروتونات تصل طاقتها إلى 400 G e V .

ج ــ البيتاترون

لايصلح السكلوترون لتسريع الالكترونات لأن ازدياد كتلتها يتجلى بمجرد أن تبلغ طاقتها 10 k e V . وللحصول على الكترونات عالية الطاقة يستعمل مسرّع خاص يسمى البيتاترون يعمل بطريقة تذكّر بالمحولة الكهربائية. ففي المحولة ملفان (وشيعتان) يحيطان بالنواة الحديدية . فإذا ارسل تيار متناوب في الملف الأولي نشأ في النواة حقل مغنطيسي متناوب يولد قوة محركة كهربائية تحريضية في الملف الثانوي الذي يسري فيه تيار كهربائي إذا كانت دارته مغلقة .



الشكل ٦ ــ ٥

يستعاض في البيتاترون عن الملف الثانوي بحجرة حلقية الشكل من الزجاج او الخزف ، مخلاة من الهواء (الضغط فيها حوالي 10^{-6} mm Hg) وموضوعة بين قطبي المغنطيس (الشكل ٦ ــ ٥) . يقذف « مدفع الكتروني » ، مكون من فتيل متوهج من التنغستن ومن مسار للتبئير والتسريع ، « دفعة » من الالكترونات طاقتها بضع عشرات k e V الى

حجرة الخلاء وذلـك في زمن يمكن ان يبلـغ ميلي ثانية . تتحرك الالكترونات داخـل الحجرة على دوائر بتأثير الحقل الكهربائي الذي يحرضه الحقـل المغنطيسي **المتغـير** . وتزداد شدة B ، خلال التسريع ، بحيث يتحقق استقرار مـدار الالكترون . ويتـم تسريع الالكترونات خلال زمن ازدياد التوتر المطبق على ملفات المغنطيس من الصفر الى قيمته العظمى اي خلال ربع دور منبع التغذية الكهربائية .

بلغت طاقة الالكترونات في البتاترون الأول الذي صنعه Kerst (عام ١٩٤٠) في جامعة إلينوي (الولايات المتحدة الامريكية) 2,3 MeV . وقد امكن ، في عام ١٩٥٣ ، رفع هذه القيمة ، في الجامعـة نفسها ، الى 340 MeV . إلا أن هنـاك حداً لطاقـة الالكترون في البتاترون لأن الالكترون يشع ، بسبب دورانه ، أمواجا كهرطيسية (كأي شحنة كهربائية متسارعة) . والطاقـة العظمى التي يمكن بلوغهـا في البتاترون هـي 500 MeV . وبعد ذلك يشع الالكترون من الطاقة الكهرطيسية خلال دورة مايكسبه أثناءهـا .

لنذكر أخيرا أن طاقة الالكترون يمكن ان تبلغ بضعة GeV في الجهـاز المسمى « السنكروترون الالكتروني » .

الفصل السابع

وحدات الاشعاع واخطاره البيولوجية

٧ ـ ١ ـ التعرض ـ الرونتغن

التعرض مقدار يعبر عن كمية التأين الذي تحدثه اشعة X أو γ في الهواء .

ويقدر بالرونتغن (ورمزه R) الذي يقابل إحداث ١٫٦١ × ١٠^١٥ زوجا من الايونات في كل كيلو غرام من **الهــواء** الجاف (في الشرطين النظاميين) تحمل شحنة كهربائيـة قدرها ٢٫٥٨ × ١٠^-٤ كولونا . اي ان الرونتغن يسبب تأين ٤ × ١٠^-٩ ٪ فقط مـن ذرات الهــواء) .

إن الطاقة الوسطية اللازمـة لإحـداث زوج ايوني في الهواء هي ٥٫٤ × ١٠^-١٨ جولاً ، ولهذا فإن امتصاص الطاقة في الهواء المقابل لتعرض قدره 1 R هو :

$$1,61 \times 10^{15} \times 5,4 \times 10^{-18} = 8,69 \times 10^{-3} \text{ J/kg of air,}$$

اي ٠٫٠٠٨٦٩ جولا لكل كيلو غرام من الهواء .

وعلى الرغم من ان الرونتغن ما زال مستعملا بصفة محدودة فإنه ليس بالوحدة الإشعاعية الملائمة : إذ لايجوز تطبيقه إلا على اشعـة X و γ وآثارها في **الهــواء** . والنسج البشرية هي الوسط المهم عادة ، وتوضع الطاقة فيها اعلى غالبا منه فيالهواء. ففي حالة اشعة غاما ذات الطاقات التي تصادف عادة (0,1 — 2 MeV) يساوي توضع الطاقة في **النسج** ، الموافق لتعرض قدره 1 R حوالي ٩٫٦ × ١٠^-٣ جولا في كل كيلو غرام. ولقد أدخلمفهوم الجرعة الممتصة منالإشعاع للتغلب على هذهالصعوبات.

٧ ـ ٢ ـ جرعة الإشعاع الممتصة ـ الغري والراد

الجرعة الممتصة هي مقياس لتوضّع الطاقة ، **في أي وسط** ، الناجم عن **كافة** انواع الإشعاع المؤين . وكان يعبر عن الجرعة المتصة بالراد (rad : Radiation Absorbed Dose) ويعرّف بأنه توضّع الطاقة بمعدل 0,01 J/kg .
ولكن منذ عام ١٩٧٥ أدخلت وحدة جديدة للجرعة الممتصة وهي الغري Gy (Gray) لتكون من وحدات الجملة الدولية SI للوحدات) وتعريفها :

$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg} = 100 \text{ rad} .$$

نستنتج مما سبق أن 1 R يعطي جرعة ممتصة مقدارها في الهواء :

$$8{,}69 . 10^{-3}/0{,}01 = 0{,}869 \text{ rad} ,$$

ومقدارها في النسج البشرية :

$$9{,}6 . 10^{-3}/0{,}01 = 0{,}96 \text{ rad} ,$$

ولهذا يكون للتعرض ، مقدرا ب R ، والجرعة الممتصة ، مقدرة ب rad ، في كثير من الحالات القيمة نفسها تقريبا . ولنلاحظ انه ينبغي دائما ذكر الوسط الماص .

ومن الواضح أن تعرضا قدره 1 R يكافىء جرعة ممتصة **في الهواء** قدرها 8,69 m Gy (ميلي غري) .

اما **المعدل الزمني للجرعة** (او معدل الجرعة اختصارا) فيساوي خارج قسمة الجرعة الممتصة على زمن امتصاصها . ويقدر هذا المعدل ب غري/سنة ، ميلي غري/اسبوع . . . (راد/ساعة ، راد/سنة ، ميلي راد/اسبوع . . .) .

٧ ـ ٣ ـ الجرعة المكافئة ـ السيفرت والريم

على الرغم من ان الغري (الراد) وحدة فيزيائية كبيرة الفائدة ، فقد تبين ان جرعة ممتصة معينة من انواع الإشعاع المختلفة لا تحدث بالضرورة نفس الدرجة من الضرر في

الجمل البيولوجية . فقد وجد مثلا ان ١ راد من إشعاع الفا يمكن ان يحدث الضرر البيولوجي الذي يحدثه ٢٠ راداً من إشعاع غاما . فهذا الفرق في الفعالية البيولوجية الإشعاعية ينبغي ان نأخذه بعين الاعتبار إذا اردنا جمع الجرعات الناجمة عن إشعاعات مختلفة للحصول على الجرعة الفعالة البيولوجية الكلية . ويكفي لهذا ان نضرب الجرعة المتصة ، من كل نوع من الاشعاع ، **بعامل النوعية** Q الذي يعكس قدرة نوع معين من الإشعاع على إحداث الضرر والأذى . ويسمى الجداء المذكور **الجرعة المكافئة** ، وكان يعبر عنها بالريم (rem : Rad Equivalent for Man) حيث :

الجرعة المكافئة (ريم) = الجرعة المتصة (راد) × عامل النوعية Q .

ولكن منذ عام ١٩٧٩ ادخلت وحدة جديدة للجرعة المكافئة وهي السيفرت Sv (Sievert) ، لتكون من وحدات الجملة الدولية (S I) وتعريفها :

$$1\ Sv = 1\ Gy \times Q = 100\ rad \times Q = 100\ rem$$

وقد تبين ان قيمة عامل النوعية تتوقف على **كثافة التأيين** الذي يسببه الإشعاع . فمثلا يولد جسيم الفا نحو عشرة ملايين زوج من الايونات في كل سنتيمتر من مساره في الانسجة ، بينما يولد جسيم β نحو مئة الف زوج في السنتيمتر . ويسبب إشعاع غاما تأيينا كثافته مماثلة لتلك الناجمة عن إشعاع بيتا . وبما ان كافة أنواع الإشعاع الأخرى تقارن بأشعة غاما ، فقد اتخذ عامل النوعية Q لإشعاع غاما **مساويا الواحد** ومثل ذلك لأشعة β . وعلى هذا يكون عامل النوعية لأشعة الفا مساويا ٢٠ . أما Q للنترونات فيتوقف على طاقتها وتؤخذ عادة القيمة ٢٫٣ في حالة النترونات الحرارية (أي التي تقع طاقتها في المجال $0 \leqslant E_n \leqslant 0{,}4\ eV$) . وتؤخذ القيمة ١٠ للنترونات السريعة ($E_n \simeq 1\ MeV$) . ويلخص الجدول الآتي قيم عامل النوعية Q :

نوع الإشعاع	Q
اشعة إكس ، غاما ، بيتا	١
نترونات حرارية	٢٫٣
نترونات سريعة وبروتونات	١٠
جسيمات الفا	٢٠

مثال : تلقى عامل ، في سنة ، الجرعات الآتية :

أشعة غـــاما : 0,02 Gy (2 rad)

نترونات حرارية N_s : 0,005 Gy (0,5rad)

نترونات سريعة N_f : 0,001 Gy (0,1rad)

ما هي الجرعة المكافئة الكلية التي تلقاها ؟

نقول : الجرعة المكافئة = الجرعة المتصة × Q . إذن :

جرعة γ المكافئة : $0,02 \times 1 = 0,02$ Sv (2,0 rem)

جرعة N_s المكافئة : $0,005 \times 2,3 = 0,0115$ Sv (1,15 rem)

جرعة N_f المكافئة : $0,001 \times 10 = 0,01$ Sv (1,0 rem)

الجرعة المكافئة الكلية = 0,0415 Sv (4,15 rem) =

٧ ــ ٤ ــ أخطار الإشعاع

تخرب الطاقة المتصة من الإشعـــاع المؤين ، لـــدى مروره عبر المادة ، الوســـط بإحداث تغييرات جزيئية او تغيير في البنية البلورية . ويتعلق مقدار التخريب النــاتــج بطبيعة المادة الماصة وطاقة الجسيم وشدة الإشعاع . وتكون الآثار عظيمة فيالجزيئات العضوية المعقدة . ولهذا فإن الإشعاعاتمضرة بالنسجالحية . ويتوقف مقدارالتخريب الحادث فيها على الجرعة ومعدل الجرعة . ويجب عند النظر في اخطار الإشعاع عـــلى العضوية الحية التمييز بين نوعين من الاضرار :

١ ــ **الأضرار المرضية** ، وهي قد تؤدي إلى الموت إذا كانت شدتها كافية .

٢ ــ **الأضرار الوراثية** ؛ فالضرر الذي يصيب الأعضاء التناسلية قد لايؤثر في الجســـم نفسه لكنه يضر الأجيال القادمة . فالتشعيعالمتواصل لكافة السكان، ولو كان ضعيفا، يمكن ان يؤدي إلى انقراضهم في المستقبل . ويمكن لجرعة قـــدرها ١ سيفرت = ١٠٠

ريم ان تحدث آثاراً مميتة فيما بعد ، إذا شملت الجسم كله ، وذلك عن طريق إحداث فقر الدم والسرطان .

لقد كان يعتقد ان جرعة أسبوعية مقدارها ميلي سيفرت (1 m Sv = 100 m rem) اي جرعة سنوية قدرها 50 m Sv = 5 rem لا تسبب ضررا . إلا ان هذا يبـدو الآن غير صحيح تماما : فالإحصاءات الأمريكية تشير إلى ان متوسط عمر المتخصصين في الأشعة اقصر بخمس سنوات من الأطبـاء الآخرين على الرغـم من اتخاذهم كافـة الإجراءات الممكنة لإنقاص الجرعات التي تتلقاها اجسامهم .

هذا وإن آثار الإشعاع على الأعضاء التناسلية اخطر بكثير لان هذه الآثار تجمعية، بمعنى ان جرعة معينة تحدث الضرر نفسه سواء اخذت دفعة واحدة او موزعة علىعدة سنين . وعندما يمر الإشعاععبر الخلايا الجنسيةفإنه يؤثر علىصبغيات(كروموسومات) نواة الخلية محـدثا تغيرات يمكن ان تتجلى عـلى شكل طفرات (تغيرات فجائيـة) في الذرية . وتكاد تكون هذه الطفرات كلها مؤذية .

إننا جميعا نتعرض في الأحوال العادية إلى طفرات طبيعية تعود إلى حد كبير إلـى الحركة الاهتزازية لجزيئات اجسامنا والى النشاط الإشعاعي لمواد الأرض والىالأشعة الكونية . وتعتبر الجرعة الإجمالية من الإشعاع التي يتلقاها الانسان منذ ولادته حتى سن الاربعـين مساوية 44 m Sv = 4,4 rem . ويتضاعف هـذا الرقـم تقريبا إذا اضيفت إليه الجرعات الإضافية التي يتلقاها المرء عند طبيب الأسنان او طبيبالأشعة. فالصورة الشعاعية تعادل جرعة **موضعية** تساوي 0,5 - 2,0 m Sv (0,20 - 0,05 rem) والصورة الشعاعية السنية 40 - 50 m Sv (4 - 5 rem) .

ومع ذلك يسمح في حالات الطوارىء بأخذ جرعة لاتتجاوز 100 m Sv = 10 rem لإنقاذ تجهيزات ثمينة ، وجرعة لاتتجاوز 1 Sv = 100 rem لإنقـاذ حياة إنسـان . ويقصد بهذين الرقمين تشعيع الجسم بكامله . اما إذا كانت الجرعـة موضعية جـدا فيمكن ان يصل مقدارها إلى مئات الريم . فمثلا لمعالجة السرطان تعطى جرعة موضعية جدا لتخريب الورم الخبيث تقع قيمتها في المجال 5 - 100 Sv (500 - 10000 rem) .

لنذكر بهذه المناسبة انالميناء المشع لساعة اليد يعطي وحده ٣٨٠ ميلي سيفرت/سنة (٣٨ ريم/سنة) ، ولكن هذه الجرعة موضعية جدا .

ولنذكر أخيرا أن دفاع الجسم البشري ضد إشعاع المواد النشيطة إشعاعيا أضعف من دفاعه ضد الإشعاعات الأخرى . فمثلا ٦٠٠ مكروسيفرت/أسبوع (٦٠ ميلي ريم/أسبوع) من أشعة X تحدث ضررا للجسم الذي يتعرض لها برغم أنها تكافىء استطاعة قدرها 10^{-8} واط ، بينما يستطيع الإنسان أن يتلقى دون خطر ، بكامل جسمه وطول حياته ، واطا كاملا من الإشعاع الشمسي .

ويبين الجدول الآتي مدى الإشعاعات النووية في الهواء والأنسجة الحية .

الاشعاع	المدى في الهـواء	المدى في الانسجة
α	٣ سم	٠٤ر٠ ملم
β	٣٠٠ سم	٥ ملم
X و γ	كبير جدا	تعبر الجسم
نترونات بطيئة	كبير جدا	١٥سم
نترونات سريعة	كبير جدا	تعبر الجسم

يتبين من هذا الجدول أن أشعة α تُمتص بسهولة كبيرة . ويكفي عادة لإيقافها قطعة رقيقة من الورق . ولهذا فإن الوقاية من أشعة α ليست مشكلة . اما أشعة β فهي أشد نفوذا من α وتتطلب الوقاية منها (فيما يخص الطاقات 1 - 10 M e V) استخدام صفائح من اللدائن (Perspex) تصل ثخانتها الى ١ سنتيمتر كي تمتصها امتصاصا تاما . إن سهولة الوقاية من أشعة β تعطي انطباعا خاطئا بأنها ليست خطرة خطورة أشعة γ أو النترونات ، ولهذا كثيرا ما تحمل منابع β ، كبيرة ومكشوفة ، باليد مباشرة ، وهذا عمل خطر جدا : فمعدل الجرعة الممتصة على مسافة ٣ ملم من منبع β نموذجي شدته ٣٧ ميغا بكرل = ١ ميلي كوري (1 m Ci = 37 M Bq) هو تقريبا ٣٠ غري/ساعة (٣٠٠٠ راد/ساعة) .

اما أشعة X و γ فالوقاية التامة منها غير ممكنة عمليا . ومع ذلك يمكن إنقاص الجرعات الناجمة عنها باستعمال صفائح رصاصية سميكة . فالكوبالت ـ ٦٠ المشع يصدر أشعة γ طاقتها 1,17 M e V وكذلك 1,33 M e V . وتهبط شدة هذه الأشعة الى النصف بعد اختراقها صفيحة من الرصاص سمكها ٢٥ر١ سم .



الملحق الأول

الجدول الدوري

Chemical Elements

	VII	VIII		
VI	1 H 1.0079 Hydrogen	2 He 4.00260 Helium		
8 O 15.999_4 Oxygen	9 F 18.99840 Fluorine	10 Ne 20.17_9 Neon		
16 S 32.06 Sulphur	17 Cl 35.453 Chlorine	18 Ar 39.94_8 Argon		
Cr 24 51.996 Chromium	Mn 25 54.9380 Manganese	Fe 26 55.84_7 Iron	Co 27 58.9332 Cobalt	Ni 28 58.7_1 Nickel
34 Se 78.9_6 Selenium	35 Br 79.904 Bromine	36 Kr 83.80 Krypton		
Mo 42 95.9_4 Molybdenum	Tc 43 98.9062 Technetium	Ru 44 101.0_7 Ruthenium	Rh 45 102.9055 Rhodium	Pd 46 106.4 Palladium
52 Te 127.6_0 Tellurium	53 I 126.9045 Iodine	54 Xe 131.30 Xenon		
W 74 183.8_5 Tungsten	Re 75 186.207 Rhenium	Os 76 190.2 Osmium	Ir 77 192.2_2 Iridium	Pt 78 195.0_9 Platinum
84 Po [209] Polonium	85 At [210] Astatine	86 Rn [222] Radon	Symbol of element Li 3 — Atomic number 6.94_1 — Atomic mass Lithium	

ANIDES

Tb 65 158.9254 Terbium	Dy 66 162.5_0 Dysprosium	Ho 67 164.9304 Holmium	Er 68 167.2_6 Erbium	Tm 69 168.9342 Thulium	Yb 70 173.0_4 Ytterbium	Lu 71 174.97 Lutetium

NIDES

Bk 97 [247] Berkelium	Cf 98 [251] Californium	Es 99 [254] Einsteinium	Fm 100 [257] Fermium	Md 101 [258] Mendelevium	(No) 102 [259] (Nobelium)	(Lr) 103 [260] (Lawrencium)

للعناصر الكيميائية

Periodic Table of the

Periods	I	GROUPS OF ELEMENTS			
1	(H)	II	III	IV	V
2	Li 3 6.94_1 Lithium	Be 4 9.01218 Beryllium	5 B 10.81 Boron	6 C 12.011 Carbon	7 N 14.0067 Nitrogen
3	Na 11 22.98977 Sodium	Mg 12 24.305 Magnesium	13 Al 26.98154 Aluminium	14 Si 28.08_6 Silicon	15 P 30.97376 Phosphorus
4	K 19 39.09_8 Potassium	Ca 20 40.08 Calcium	Sc 21 44.9559 Scandium	Ti 22 47.90 Titanium	V 23 50.941_4 Vanadium
	29 Cu 63.54_6 Copper	30 Zn 65.38 Zinc	31 Ga 69.72 Gallium	32 Ge 72.5_9 Germanium	33 As 74.9216 Arsenic
5	Rb 37 85.467_8 Rubidium	Sr 38 87.62 Strontium	Y 39 88.9059 Yttrium	Zr 40 91.22 Zirconium	Nb 41 92.9064 Niobium
	47 Ag 107.868 Silver	48 Cd 112.40 Cadmium	49 In 114.82 Indium	50 Sn 118.6_9 Tin	51 Sb 121.7_5 Antimony
6	Cs 55 132.9054 Cesium	Ba 56 137.3_4 Barium	La* 57 138.905_5 Lanthanum	Hf 72 178.4_9 Hafnium	Ta 73 180.947_9 Tantalum
	79 Au 196.9665 Gold	80 Hg 200.5_9 Mercury	81 Tl 204.3_7 Thallium	82 Pb 207.2 Lead	83 Bi 208.9804 Bismuth
7	Fr 87 [223] Francium	Ra 88 226.0254 Radium	Ac** 89 [227] Actinium	Ku 104 [261] Kurchatovium	(Ns) 105 [261] (Nielsborium)

*LANTH

Ce 58 140.12 Cerium	Pr 59 140.9077 Praseo-dymium	Nd 60 144.2_4 Neodym-ium	Pm 61 [145] Prome-thium	Sm 62 150.4 Samar-ium	Eu 63 151.96 Europium	Gd 64 157.2_5 Gado-linium

**ACTI

Th 90 232.0381 Thorium	Pa 91 231.0359 Protac-tinium	U 92 238.02_9 Uranium	Np 93 237.0482 Neptu-nium	Pu 94 [244] Pluto-num	Am 95 [243] Ameri-cium	Cm 96 [247] Curium

الملحق الثاني

قائمة جزئية بالنظائر

إن قيم الكتل النظرية محسوبة على أساس **الكربون ١٢** . وقد أشير إلى النظائر المشعة الطبيعية بـ (N R) . والأعداد الكتلية الواردة للعناصر المشعة (R) هي لأطول النظائر عمرا .

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of Isotopes	
						Stable	Radio-active
0	Neutron	n				0	1
			1 (R)	1.008665			
1	Hydrogen	H				2	1
			1	1.007825	99.985		
		D					
			2	2.01410*	0.015		
		T					
			3 (NR)				
2	Helium	He				2	3
			3	3.01603	0.00013		
			4	4.00260	100		
3	Lithium	Li				2	3
			6	6.01513	7.42		
			7	7.01601	92.58		
4	Beryllium	Be				1	6
			9	9.01219	100		
5	Boron	B				2	4
			10	10.01294	19.78		
			11	11.00931	80.22		
6	Carbon	C				2	6
			12	12.00000	98.89		
			13	13.00335	1.11		
7	Nitrogen	N				2	5
			14	14.00307	99.63		
			15	15.00011	0.37		
8	Oxygen	O				3	5
			16	15.99491	99.759		
			17	16.99914	0.037		
			18	17.99916	0.204		
9	Fluorine	F				1	5
			19	18.99840	100		
10	Neon	Ne				3	5
			20	19.99244	90.92		
			21	20.99395	0.257		
			22	21.99138	8.82		
11	Sodium	Na				1	6
			23	22.98977	100		
12	Magnesium	Mg				3	5
			24	23.98504	78.70		
			25	24.98584	10.13		
			26	25.98259	11.17		
13	Aluminum	Al				1	7
			27	26.98153	100		
14	Silicon	Si				3	5
			28	27.97693	92.21		
15	Phosphorus	P				1	6
			31	30.97376	100		
16	Sulfur	S				4	6
			32	31.97207	95.0		

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes Stable	Radio-active
17	Chlorine	Cl				2	7
			35	34.96885	75.53		
			37	36.96590	24.47		
18	Argon	Ar				3	6
			40	39.96238	99.60		
19	Potassium	K				2	9
			39	38.96371	93.10		
			40 (NR)		0.0118		
			41	40.96184	6.88		
20	Calcium	Ca				6	8
			40	39.96259	96.97		
			44	43.95594	2.06		
21	Scandium	Sc				1	11
			45	44.95592	100		
22	Titanium	Ti				5	5
			48	47.94795	73.94		
23	Vanadium	V				1	9
			50 (NR)	49.9472	0.24		
			51	50.9440	99.76		
24	Chromium	Cr				4	7
			52	51.9405	83.76		
			53	52.9407	9.55		
25	Manganese	Mn				1	8
			55	54.9381	100		
26	Iron	Fe				4	6
			56	55.9349	91.66		
			57	56.9354	2.19		
27	Cobalt	Co				1	10
			59	58.9332	100		
28	Nickel	Ni				5	7
			58	57.9353	67.88		
			60	59.9303	26.23		
29	Copper	Cu				2	9
			63	62.9298	69.09		
			65	64.9278	30.91		
30	Zinc	Zn				5	8
			64	63.9291	48.89		
			66	65.9260	27.81		
			68	67.9249	18.57		
31	Gallium	Ga				2	12
			69	68.9256	60.4		
			71	70.9247	39.6		
32	Germanium	Ge				4	10
			70	69.9242	20.52		
			72	71.9221	27.43		
			74	73.9212	36.54		
33	Arsenic	As				1	14
			75	74.9216	100		
34	Selenium	Se				6	11
			78	77.9173	23.52		
			80	79.9165	49.82		
35	Bromine	Br				2	16
			79	78.9183	50.54		
			81	80.9163	49.46		

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radio-active
36	Krypton	Kr				6	16
			82	81.9135	11.56		
			83	82.9141	11.55		
			84	83.9115	56.90		
			86	85.9106	17.37		
37	Rubidium	Rb				1	16
			85	84.9117	72.15		
			87		27.85		
38	Strontium	Sr				4	12
			88	87.9056	82.56		
39	Yttrium	Y				1	14
			89	88.9056	100		
40	Zirconium	Zr				5	9
			90	89.9047	51.46		
			92	91.9050	17.11		
			94	93.9063	17.40		
41	Niobium (or Columbium, Cb)	Nb				1	13
			93	92.9064	100		
42	Molybdenum	Mo				7	10
			92	91.9068	15.84		
			95	94.9058	15.72		
			96	95.9047	16.53		
			98	97.9054	23.78		
43	Technetium	Tc				0	14
			99 (R)				
44	Ruthenium	Ru				7	9
			102	101.9043	31.61		
			104	103.9054	18.58		
45	Rhodium	Rh				1	14
			103	102.9055	100		
46	Palladium	Pd				6	12
			105	104.9051	22.23		
			106	105.9035	27.33		
			108	107.9039	26.71		
47	Silver	Ag				2	14
			107	107.9051	51.82		
			109	108.9047	48.18		
48	Cadmium	Cd				8	11
			110	109.9030	12.39		
			111	110.9042	12.75		
			112	111.9028	24.07		
			113	112.9046	12.26		
			114	113.9034	28.86		
49	Indium	In				1	18
			113	112.9043	4.28		
			115 (NR)	114.9039	95.72		
50	Tin	Sn				10	15
			11o	115.9017	14.30		
			118	117.9016	24.03		
			119	118.9033	8.58		
			120	119.9022	32.85		
51	Antimony	Sb				2	22
			121	120.9038	57.25		
			123	122.9042	42.75		

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radio-active
52	Tellurium	Te				8	16
			123 (NR)	122.9043	0.87		
			126	125.9033	18.71		
			128	127.9045	31.79		
			130	129.9062	34.48		
53	Iodine	I				1	22
			127	126.9045	100		
54	Xenon	Xe				9	16
			129	128.9048	26.44		
			131	130.9051	21.18		
			132	131.9042	26.89		
55	Cesium	Cs				1	20
			133	132.9051	100		
56	Barium	Ba				7	14
			137	136.9056	11.32		
			138	137.9050	71.66		
57	Lanthanum	La				1	20
			138 (NR)	137.9068	0.089		
			139	138.9061	99.911		
58	Cerium	Ce				3	16
			140	139.9053	88.48		
			142 (NR)	141.9090	11.07		
59	Praseodymium	Pr				1	14
			141	140.9074	100		
60	Neodymium	Nd				6	8
			142	141.9075	27.11		
			144 (NR)	143.9099	23.85		
			146	145.9127	17.22		
61	Promethium	Pm				0	14
			145 (R)				
62	Samarium	Sm				4	14
			147 (NR)	146.9146	14.97		
			148 (NR)	147.9146	11.24		
			149 (NR)	148.9169	13.83		
			152	151.9195	26.72		
			154	153.9209	22.71		
63	Europium	Eu				2	16
			151	150.9196	47.82		
			153	152.9209	52.18		
64	Gadolinium	Gd				6	12
			152 (NR)	151.9195	0.20		
			156	155.9221	20.47		
			158	157.9241	24.87		
			160	159.9271	21.90		
65	Terbium	Tb				1	17
			159	158.9250	100		
66	Dysprosium	Dy				6	13
			156 (NR)	155.9238	0.052		
			162	161.9265	25.53		
			163	162.9284	24.97		
			164	163.9288	28.18		
67	Holmium	Ho				1	18
			165	164.9303	100		
68	Erbium	Er				6	12
			166	165.9304	33.41		
			167	166.9320	22.94		
			168	167.9324	27.07		

الملحق الثاني

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of isotopes	
						Stable	Radio-active
69	Thulium	Tm				1	17
			169	168.9344	100		
70	Ytterbium	Yb				7	10
			172	171.9366	21.82		
			174	173.9390	31.84		
71	Lutetium	Lu				1	15
			175	174.9409	97.41		
			176 (NR)		2.59		
72	Hafnium	Hf				5	13
			174 (NR)	173.9403	0.18		
			178	177.9439	27.14		
			180	179.9468	35.24		
73	Tantalum	Ta				2	13
			181	180.9480	99.988		
74	Tungsten (Wolfram)	W				5	10
			182	181.9483	26.41		
			184	183.9510	30.64		
			186	185.9543	28.14		
75	Rhenium	Re				1	14
			185	184.9530	37.07		
			187 (NR)	186.9560	62.93		
76	Osmium	Os				7	8
			190	189.9586	26.4		
			192	191.9612	41.0		
77	Iridium	Ir				2	15
			191	190.9609	37.3		
			193	192.9633	62.7		
78	Platinum	Pt				5	16
			190 (NR)	189.9600	0.0127		
			194	193.9628	32.9		
			195	194.9648	33.8		
			196	195.9650	25.3		
79	Gold	Au				1	18
			197	196.9666	100		
80	Mercury	Hg				7	14
			199	198.9683	16.84		
			200	199.9683	23.13		
			202	201.9706	29.80		
81	Thallium	Tl				2	18
			203	202.9723	29.50		
			205	204.9745	70.50		
			207 (NR)				
82	Lead	Pb				3	18
			204 (NR)	203.9731	1.48		
			206	205.9745	23.6		
			207	206.9759	22.6		
			208	207.9766	52.3		
83	Bismuth	Bi				1	18
			209	208.9804	100		
			210 (NR)				
84	Polonium	Po				0	27
			210 (NR)	209.9829			
85	Astatine	At				0	20
			210 (NR)				
			211 (NR)	210.9875			
86	Radon	Rn				0	18
			222 (NR)	222.0175			

At. no. Z	Element	Symbol	Mass no., A	Isotopic mass, u	Relative abundance, %	No. of Isotopes	
						Stable	Radio-active
87	Francium	Fr	223 (NR)	223.0198		0	18
88	Radium	Ra	226 (NR)	226.0254		0	13
89	Actinium	Ac	227 (NR)	227.0278		0	11
90	Thorium	Th	232 (NR)	232.0382		0	13
91	Protactinium	Pa	231 (NR)	231.0359		0	12
92	Uranium	U	234 (NR) 235 (NR) 238 (NR)	234.0409 235.0439 238.0508	0.0057 0.72 99.27	0	14
93	Neptunium	Np	237 (R)	237.0480		0	11
94	Plutonium	Pu	239 (R) 242 (R) 244 (R)	239.0522 242.0587		0	15
95	Americium	Am	241 (R) 243 (R)	241.0567 243.0614		0	10
96	Curium	Cm	243 (R) 247 (R)	243.0614		0	13
97	Berkelium	Bk	247 (R)	247.0702		0	8
98	Californium	Cf	251 (R)			0	11
99	Einsteinium	Es	254 (R)	254.0881		0	11
100	Fermium	Fm	257 (R)			0	11
101	Mendelevium	Md	256 (R)			0	2
102	Nobelium	No	255 (R)			0	3
103	Lawrencium	Lw	257 (R)			0	1
104			260 (R)			0	1

الملحق الثالث :

فهرس المصطلحات العلمية منسوقة على حروف المعجم

ا

١ ــ اثر فوتوكهربائي	Photo electric Effect
٢ ــ اثر نفقي	Tunnel Effect
٣ ــ اسرة مشعة	Radioactive Series
٤ ــ اسر نتروني مشع	Neutron Radiative Capture
٥ ــ اشعة كونيـــة	Cosmic Rays
٦ ــ إلكترونات اوجيه	Auger Electrons
٧ ــ انتشار الايـــون	Ion Diffusion
٨ ــ انفراغ عاقب	After Discharge
٩ ــ انفراغ مستديم ذاتيا	Self - sustained Gas Discharge
١٠ــ انقلاب داخلي	Internal Conversion
١١ــ ايزوبـــار	Isobar
١٢ــ ايزوتون	Isotone
١٣ــ ايزومير	Isomer
١٤ــ ايزوميرية نووية	Nuclear Isomerism
١٥ــ ايـــون	Ion

ب

١٦ــ بنية دقيقة	Fine Structure
١٧ــ بنية فوق دقيقة	Hyper Fine Structure
١٨ــ بيتاترون	Betatron

ت

١٩- تأيين اولي	Primary Ionization
٢٠- تأيين ثانوي	Secondary Ionization
٢١- تأيين نوعي	Specific Ionization
٢٢- تبئير مضاعف	Double Focussing
٢٣- تبعثر مرن	Elastic Scattering
٢٤- تجـاوب	Resonance
٢٥- تشعيع	Irradiation
٢٦- تشكيلات	Configurations
٢٧- تضخيم غازي	Gas Amplification
٢٨- تعرض	Exposure
٢٩- تفاعل النشل (أو الالتقاط)	Pick-up Reaction
٣٠- تفاعـل التجريد	Stripping Reaction
٣١- تقليب (تحويل)	Transmutation
٣٢- تكاثر وابلي	Avalanche
٣٣- تلوث إشعاعي	Radioactive Contamination
٣٤- توازن انتقالي	Transient Equilibrium
٣٥- توازن دائم (أبدي)	Secular Equilibrium
٣٦- توتر (فولتية)	Voltage
٣٧- تيار الإشباع	Saturation Current

ج

٣٨- جرعة الإشعاع الممتصة	Radiation Absorbed Dose
٣٩- جرعـة مكافئة	Dose Equivalent
٤٠- جسيم (جسيم مضاد)	Particle (antiparticle)
٤١- جهاز التسجيل	Recording System

ح

٤٢ـ حالة اساسية	Ground State
٤٣ـ حالة افتراضية	Virtual State
٤٤ـ حالة مثـــارة	Excited State
٤٥ـ حجرة تأين مستوية	Flat Ionization Chamber

د

٤٦ـ دارات الانطبـــاق	Coincidence Circuits
٤٧ـ دارات الانطباق المضاد	Anti - coincidence Circuits
٤٨ـ دور (عمر النصف)	Half - life

ز

٤٩ـ زمن الاستعادة	Recovery Time
٥٠ـ زمن اضمحلال الضوء	Emission Decay Time
٥١ـ زمن الفصل	Resolving Time
٥٢ـ زمن ميت	Dead Time

س

٥٣ـ سيڤرت	Sievert
٥٤ـ سكلوترون	Cyclotron
٥٥ـ سنكروسكلوترون	Synchro-cyclotron
٥٦ـ ســـواء	Plateau

ط

٥٧ـ طـاقة ارتباط	Binding Energy

ع

٥٨ـ عامل النوعيـة	Quality Factor
٥٩ـ عداد تناسبي	Proportional Counter
٦٠ـ عداد ذاتي الإطفـاء	Self - quenching Counter
٦١ـ عداد غير ذاتي الإطفـاء	Non - self - quenching Counter
٦٢ـ عداد غايفر ــ مولر	Geiger - Muller Counter
٦٣ـ عداد هالوجيني	Halogen Counter
٦٤ـ عداد الوميض	Scintillation Counter
٦٥ـ عرض السوية	Level Width
٦٦ـ عزم كهربائي رباعي	Electric Quadrupole Moment
٦٧ـ عمر العداد	Service life (of a counter)
٦٨ـ عمر النصف (العمر النصفي)	Half - life

ك

٦٩ـ كاشف مملوء بالغـاز	Gas - filled Detector
٧٠ـ كشف	Detection
٧١ـ كفـاية التحويل	Conversion Efficiency
٧٢ـ كواشف التيار	Current Detectors
٧٣ـ كواشف نابضة	Pulse Detectors
٧٤ـ كوانت (كوانتات)	Quantum (Quanta)

م

٧٥ـ ما بعد الأورانيوم	Transuranium
٧٦ـ مضاعف فوتوكهربائي	Photoelectric Multiplier
٧٧ـ معـداد	Recorder (Scaler)
٧٨ـ معدل عدّ النبضات	Pulse Counting Rate

٧٩ـ معدل الجرعــة	Dose Rate
٨٠ـ مغنطون نووي	Nuclear Rate
٨١ـ مقدرة الفصل	Resolving Power
٨٢ـ مميز العــد	Counting Characteristic
٨٣ـ المنحني المميز ڤولت ــ امبير	Volte - ampere Characteristic

ن

٨٤ـ نبضة توتر	Voltage Pulse
٨٥ـ نبضة زائفــة	Spurious Count
٨٦ـ نترون متأخر	Delayed Neutron
٨٧ـ نشـــاط إشعاعي	Radivactivity
٨٨ـ نشـــاط (معدل التفكك)	Activity
٨٩ـ نظاميــة	Regularity
٩٠ـ نظـير	Isotope
٩١ـ نكـلون	Nucleon
٩٢ـ نكليــد	Nuclide
٩٣ـ نــواة (نــوى)	Nucleus (nuclei)

هـ

٩٤ـ هدروجين سوي	Ortho - hydrogen
٩٥ـ هدروجين شـــاذ	Para - hydrogen

و

٩٦ـ وامض	Phosphor, Scintillator
(بينما فسفور	(Phosphorus
٩٧ـ وفرة نسبية	Relative Abundance
٩٨ـ و.ك.ذ. (وحدة الكتل الذرية)	amu (Atomic Mass Unit)

الملحق الرابع : ثبت المراجع

آ) بالعربيـــة :

الفيزياء الحديثة للجامعـــات .

تأليف : ريتشاردز ، وير ، سيرز ، زيمانسكي .

ترجمة الأساتذة : عبد الرزاق قدورة ، وجيه السمان ، احمد محمود الحصري .

مديرية الكتب الجامعية ــ دمشق ١٩٧٣ .

ب) بالروسية :

1. К.Н.МУХИН,
   Введение в Ядерную Физику.Атомиздат,Москва,1965.

2. М.И.КОРСУНСКИЙ,
   Оптика,стоение атома,атомное ядро.
   Гос.Из.Физ.Мат.Лит.Москва,1962.

3. Л.ЛАНДАУ и Я.СМОРОДИНСКИЙ,
   Лекции по теории атомного ядра.
   Гос.Изд.Тех.-Теор.Лит.Москва,1955.

4. Э.В.ШПОЛЬСКИЙ,
   Атомная Физика, Том II,
   Гос.Изд.Тех.-Теор.Лит.Москва,1950,Ленинград.

ج) بالإنكليزيــة

1. David Halliday,
   Introductory Nuclear Physics, 2 nd Edition,
   John Wiley & Sons, INC. , New York, London.
2. W. E. Burcham,
   Nuclear Physics, an introduction, 2nd Edition.
   Longman. London
3. V. E. LEVIN,
   Nuclear Phisics and Nuclear Reactors,
   Mir Publishers, Moscow, 1981.
4. A. KLIMOV,
   Nuclear Physics and Nuclear Reactors,
   Mir Publishers. Moscow, 1975.
5. R. Lapp and H. Andrews,
   Nuclear Radiation Physics, 2 d Edition (1954) and 4 th Edition (1972).
   Printice - Hall, Inc New York.
6. A. Martin and S. A. Harbison,
   An Inroduction to Radiation Protection, 2 d Edition ,
   Chapman and Hall. (1979). London.
7. Oldenberg and Holladay,
   Introduction to Atomic and Nuclear Physics, 4 th Edition,
   Mc Graw - Hill Book Company. (1967). New York.
8. Derek L. Livesey,
   Atomic and Nuclear Physics,
   Blaisdell Publishing Company (1966).
9. S. Glasstone,
   Sourcebook on Atomic Energy, 2 d Edition,
   D. Van Nostrand Company, Inc (1958), London, New York.
10. Wehr and Richards,
    Physics of the Atom, 2 d Edition,
    Addison - Wesley Publishing Company (1974), Amsterdam, London.

د) بالفرنسيـة

1. D. Blanc,
Physique Nucléaire,
2e éd. (1980). Masson et Cie. Paris.

2. W. Meyerhof,
Eléments de Physique Nucléaire,
Dunod Université 627, (1970). Paris.

3. Gremy et Perrin,
Eléments de Biophysique, tomes I et II.
Edition Flammerion, (1971). Paris.

4. P. Fleury et J. P. Mathieu,
Physique Générale et Expérimentale, tome 8.
Editions Eyrolles, Paris.